



Anisotropies microstructurales composites dans les roches réservoir: Conséquences sur les propriétés élastiques et relation à la déformation

Laurent Louis

► To cite this version:

Laurent Louis. Anisotropies microstructurales composites dans les roches réservoir: Conséquences sur les propriétés élastiques et relation à la déformation. Géologie appliquée. Université de Cergy Pontoise, 2003. Français. NNT : . tel-00006750

HAL Id: tel-00006750

<https://theses.hal.science/tel-00006750>

Submitted on 24 Aug 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



ECOLE DOCTORALE SCIENCES ET INGENIERIE
de l'université de Cergy-Pontoise

THESE

Présentée pour obtenir le grade de docteur d'université
Spécialité : Géophysique

**Anisotropies microstructurales composites dans les roches réservoir :
Conséquences sur les propriétés élastiques et relation à la déformation**

par
Laurent Louis

Département des Sciences de la Terre et de l'Environnement – CNRS UMR 7072

Le 09 octobre 2003

Devant le jury composé de :

Président :	Pr Yves Guéguen
Rapporteurs :	Pr Philip Meredith Dr Yves Géraud
Examineurs :	Dr Hélène Giousse Dr Jean-Marc Daniel
Directeur de thèse :	Pr Christian David
Invité, co-directeur de thèse :	Dr Philippe Robion

Sans doute, si nos moyens d'investigation devenaient de plus en plus pénétrants, nous découvririons le simple sous le complexe, puis le complexe sous le simple, puis de nouveau le simple sous le complexe, et ainsi de suite, sans que nous puissions prévoir quel sera le dernier terme.

Il faut bien s'arrêter quelque part, et pour que la science soit possible, il faut s'arrêter quand on a trouvé la simplicité. C'est là le seul terrain sur lequel nous pourrons élever l'édifice de nos généralisations.

H.Poincaré, *La science et l'hypothèse* (1902)

Introduction générale

Les propriétés physiques de la plupart des roches varient en intensité avec la direction dans laquelle elles sont évaluées. A l'échelle de la mesure, typiquement pluricentimétrique, les variations observées dessinent un profil continu entre une valeur minimale et une valeur maximale de propriété. Mais l'origine microstructurale de ces anisotropies est souvent multiple. Celles-ci peuvent refléter la structure cristalline ou la forme des minéraux constitutifs, comme la façon dont ils sont liés (contacts) ou agencés (litage). Par ailleurs, la porosité peut aussi présenter une anisotropie de forme si la fraction solide moyenne s'oriente préférentiellement selon une certaine direction. Tirant parti à la fois de cette dépendance et de la simplicité affichée des variations de propriétés à l'échelle macroscopique, de nombreux travaux ont utilisé ces anisotropies dans l'étude de roches déformées (roches sédimentaires et métamorphiques) ou présentant des textures particulières liées à leur mise en place (roches magmatiques). Ces travaux ont globalement favorisé certaines propriétés comme certains types de roches.

De par leur nature, quelques propriétés peuvent notamment, si elles sont mesurées sur des volumes de roche suffisamment grands pour pouvoir considérer l'échantillon étudié comme homogène et anisotrope, être fidèlement décrites spatialement par un tenseur symétrique de rang 2. Les plus connues sont la susceptibilité magnétique, la conductivité électrique, la conductivité thermique et la perméabilité (Nye [66]), la susceptibilité magnétique étant la seule mesure ne nécessitant pas l'application de capteurs sur l'échantillon étudié. Cette dernière propriété, qui présente donc une forme simple à manipuler - l'écriture matricielle autorise changements de repère et sommation directe de contributions - et qui est mesurable sans qu'aucun type de contact ne soit assuré, a été largement employée. En géologie structurale, la plupart des résultats concernant l'étude de roches déformées à travers les anisotropies de propriétés physiques ont été obtenus à partir de mesures de la susceptibilité magnétique.

L'anisotropie de susceptibilité magnétique (ASM) a été utilisée dès son origine comme outil d'analyse des fabriques sédimentaires (tendance naturelle des grains à s'orienter parallèlement au plan de stratification, voire à une direction de courant lors du dépôt) (Granar [33], Rees [72] [73]). Elle a aussi été rapidement appliquée à l'étude de roches non poreuses à texture très marquée telles que les roches métamorphiques et magmatiques (Balsley et Bundington [8]). C'est dans ce cadre qu'ont été proposées des études conjointes comparant ASM et anisotropies de textures (voir les travaux récents de De Wall et al. [94], Siegesmund et al. [80]), ces dernières offrant par ailleurs un complément à l'ASM dans la détermination de la micro fabrique des roches car elles permettent de pallier au problème des minéraux magnétiquement isotropes (quartz et feldspath) et à l'ignorance de l'architecture microstructurale de la roche mesurée (Archanjo et al. [3], Launeau et al. [56], Launeau et Cruden [57]). Un volet expérimental a également été développé, étudiant l'évolution des fabriques d'ASM (Borradaile et Alford [13], Borradaile et Puumala [14]) ou de l'orientation préférentielle des grains (Ildefonse et al. [48], Arbaret et al. [2]) en cisaillement pur ou simple. Enfin, des modèles théoriques dont une revue est fournie par

Table des matières

Introduction générale	1
-----------------------	---

Propriétés physiques et anisotropies associées : généralités et modèles

Chapitre 1 Propriétés élastiques, magnétiques, électriques	7
1.1 Propriétés élastiques	7
1.1.1 Elasticité linéaire et propagation des ondes	7
1.1.2 Modules élastiques effectifs de milieux isotropes polyphasés	10
1.1.3 Modélisation des propriétés élastiques de milieux anisotropes	12
1.2 Propriétés magnétiques	15
1.3 Propriétés électriques	16
Chapitre 2 Anisotropies de propriétés physiques	17
2.1 Généralités	17
2.2 La composition d'anisotropies	19
2.2.1 Mise en évidence expérimentale	19
2.2.2 Composition théorique 2D de tenseurs obliques et inégaux	20
2.3 Anisotropie et déformation	23
2.3.1 Relations géométriques	24
2.3.2 Quantification	24
2.3.3 Point de vue adopté	26

Données expérimentales

Chapitre 3 Techniques expérimentales	29
3.1 Dispositifs de mesure	29
3.1.1 Mesure des temps de propagation d'onde P	29
3.1.2 Mesure de la susceptibilité magnétique	30
3.1.3 Mesure de la conductivité électrique	31
3.1.4 Mesure de la porosité	31
3.1.5 Observation des microstructures	32
3.2 Acquisition et inversion des données de propriétés physiques	33
3.2.1 Préparation des échantillons et stratégie de mesure	33
3.2.2 Inversion de mesures dérivant d'une propriété tensorielle de rang 2 . .	34
3.2.3 Application aux vitesses d'onde P	36
3.3 Analyse des microstructures	39
3.3.1 Cartographie de porosité	39
3.3.2 Analyse d'objets	39
3.3.3 Autocorrélation d'images	40
3.4 Publication No1 (insérée en annexe B.1.)	45
Chapitre 4 Etude de deux grès non déformés : Bentheim et Rothbach	47
4.1 Introduction	47
4.2 Propriétés élastiques, magnétiques et électriques	50
4.3 Microstructures	51
4.3.1 Anisotropie de l'espace poreux dans le grès de Bentheim	51
4.3.2 Anisotropie de cimentation dans le grès de Rothbach	52
4.4 Synthèse et discussion	59
4.4.1 Deux hypothèses confirmées	59
4.4.2 Contributions de second ordre	60
4.4.3 Conséquence des anisotropies mesurées sur les propriétés mécaniques des matériaux ayant un plan de symétrie apparent	62
4.5 Publication No2 (insérée en annexe B.2.)	65
4.6 Publication No3 (insérée en annexe B.3.)	66

Chapitre 5 Un grès en contexte réservoir : le grès du Buntsandstein	67
5.1 Introduction	67
5.2 Propriétés élastiques, magnétiques et électriques	70
5.2.1 Propriétés élastiques	70
5.2.2 Propriétés magnétiques	72
5.2.3 Propriétés électriques	73
5.3 Microstructures	77
5.4 Interprétation des résultats	82
5.4.1 Influences des anisotropies microstructurales sur les propriétés effectives	82
5.4.2 Types de fabriques en présence	86
5.4.3 Origine composite des anisotropies dans le grès à voltzia	89
5.5 Modélisation	92
5.5.1 Prise en compte par étapes de toutes les caractéristiques recensées . .	92
5.5.2 Simulation	96
5.5.3 Saturation en eau d'une roche de porosité faiblement anisotrope . . .	99
 Chapitre 6 Le pli des Chaudrons	 101
6.1 Introduction	101
6.1.1 Contexte géologique	102
6.1.2 Travaux antérieurs	102
6.2 Mesures de propriétés physiques	105
6.2.1 Référentiels	105
6.2.2 Echantillonnage	106
6.2.3 Propriétés élastiques et magnétiques	106
6.3 Microstructures	115
6.4 Synthèse	119
6.4.1 Résultats obtenus	119
6.4.2 Etude antérieure	119
6.4.3 Discussion	121
6.5 Publication No4 (insérée en annexe B.4.)	123
 Conclusion et perspectives	 125

Table des matières

Annexes	131
B.1. Publication No1	135
B.2. Publication No2	151
B.3. Publication No3	173
B.4. Publication No4	207
Bibliographie	235

Hrouda [43] permettent de calculer l'évolution de la susceptibilité magnétique moyenne et de son anisotropie lors du cisaillement d'un ensemble de particules magnétiques allongées noyées dans une matrice visqueuse.

Ces résultats constituent un ensemble cohérent dédié à l'étude par l'ASM de la déformation d'assemblages non poreux dans lesquels celle-ci :

- S'exprime par rotation d'objets allongés.
- Interdit l'apparition de contributions nouvelles (cristallisation de phases magnétiques) au cours de la déformation.

Le cas de roches sédimentaires peu déformées comportant une porosité non négligeable et dont la fabrique d'origine, liée au dépôt, n'a pas été totalement effacée, se prête mal au type d'analyse qui vient d'être évoqué. Les nombreuses anisotropies d'échelle microstructurale identifiables dans les roches granulaires ne sont pas toutes mises en évidence par l'ASM (minéraux magnétiquement isotropes, nature et distribution des contacts intergranulaires, fissuration des grains, anisotropie de la porosité). Par ailleurs, la déformation subie par ces roches s'opère a priori moins par rotation de grains que par superposition de caractéristiques nouvelles (de type fissure, microschistosité, phases magnétiques nouvellement cristallisées sur ces surfaces, modification des contacts intergranulaires) sur une fabrique héritée sédimentaire ou tectonique (Saint-Bezar [75], Souque [83]).

Cette complexité encourage le recours complémentaire à d'autres propriétés physiques comme à l'utilisation d'un nouveau schéma de déformation applicable aux roches sédimentaires dans l'interprétation des fabriques macroscopiques de propriétés physiques.

A l'échelle du réservoir ou plus généralement d'une structure déformée, la mesure de propriétés physiques sur des échantillons de quelques cm^3 de volume reflète la fraction 'interne' de la déformation, par opposition aux grandes discontinuités observables par imagerie sismique dans les réservoirs. Cette partie de la déformation est difficile à observer directement en raison de sa faible intensité et des nombreux mécanismes par lesquels elle peut se traduire à l'échelle des microstructures. Son étude est pourtant essentielle à cause des contraintes qu'elle impose à petite échelle ($cm > mm$) à la circulation de fluides dans les roches poreuses. Un niveau sédimentaire présente systématiquement en son sein des anisotropies microstructurales, y compris lorsque celui-ci n'a pas enregistré d'évènement tectonique. On verra d'ailleurs que les anisotropies existant avant déformation sont souvent plus difficiles encore à identifier que celles issues de la déformation qui se résument parfois à un groupe de fractures ou de plans de dissolution parallèles entre eux. Ces anisotropies microstructurales sont donc mises en évidence en premier lieu à travers les conséquences qu'elles ont sur les propriétés physiques du milieu effectif en les rendant elles-mêmes anisotropes. Les propriétés physiques dont l'anisotropie a été mesurée sont la susceptibilité magnétique (ASM), la vitesse de propagation d'onde P ultrasonique (AVP) et la conductivité électrique. Les propriétés élastiques présentent l'avantage d'être sensibles à toutes les caractéristiques microstructurales évoquées au début de cette introduction. Alors qu'il est parfois difficile d'observer réellement la source de l'anisotropie de susceptibilité magnétique, l'origine des anisotropies élastiques dans ce type de roches est toujours associée à des anisotropies de forme ou de distribution. Les études structurales ayant proposé l'utilisation des vitesses d'onde P acoustiques sont peu nombreuses. On peut citer comme exemple les travaux de Siegesmund et Volbrecht [81], Hrouda [44] et Brückman et al. [15]. La conductivité électrique, pour sa part, ne dépend que du réseau poreux, elle est donc liée à la perméabilité. Elle peut être utilisée dans la confirmation ou la discrimination des différentes anisotropies microstructurales présentes dans la roche mesurée. Comme exemple, citons les travaux de Henry et al. [37] qui ont

utilisé l'anisotropie de la conductivité électrique dans la quantification de la déformation subie à la base du prisme de Nankai.

Les résultats présentés dans ce mémoire ont été obtenus dans trois types de structures sédimentaires présentant des états de déformation variés. Dans chaque cas, nous avons essayé de mener nos travaux de la même façon en proposant dans l'ordre une caractérisation par les anisotropies de propriétés physiques (ASM, AVP, conductivité électrique), une analyse microstructurale, et une partie synthétique comportant un aspect modélisation.

Dans le **premier chapitre**, on rappelle les notions de base concernant les propriétés mesurées. Pour les propriétés élastiques, les différents modèles utilisés plus loin sont présentés.

Le **second chapitre** est consacré aux anisotropies de propriétés physiques et à leur relation avec la déformation. En s'appuyant sur une propriété tensorielle telle que la susceptibilité magnétique, on y vérifie expérimentalement l'addition des propriétés de deux échantillons réunis. On propose par ailleurs dans ce même chapitre de reprendre l'expression théorique de la composition de deux tenseurs 2D (deux sources distinctes d'anisotropie dans un même milieu) pour approcher l'écriture de la position de l'axe maximal de propriété lorsque les valeurs moyennes et les anisotropies de ces deux tenseurs sont différentes. Quelques rappels sur les relations observées entre anisotropie et déformation nous amèneront ensuite à expliciter le point de vue que nous avons adopté dans ce travail vis-à-vis de la manifestation de la déformation dans les fabriques de propriétés des roches étudiées.

Avant d'exposer l'ensemble des résultats obtenus, un **troisième chapitre** décrit les techniques de mesures et d'inversion employées pour les propriétés physiques ainsi que les techniques d'analyse microstructurale appliquées aux sections observées. Dans cette partie on détaille notamment les modalités d'application aux vitesses d'onde P de la technique d'inversion déjà utilisée pour l'ASM. Cette opération ainsi qu'un protocole original de mesure sont l'objet d'un article soumis au *Journal of Structural Geology* (**Annexe B.1.** : *A single method for the inversion of anisotropic data sets with application to structural studies*).

Les trois chapitres qui suivent (chapitres 4, 5 et 6) restituent l'ensemble des résultats obtenus sur les trois types de structures étudiées. Les anisotropies présentées par deux grès non déformés, les grès de Bentheim et de Rothbach, sont l'objet du **chapitre 4**. Leur étude permet de souligner l'importance de la connaissance de l'état initial d'un matériau géologique avant déformation. Le grès de Rothbach, visiblement stratifié, présente une anisotropie de vitesse de propagation d'onde P (AVP) inférieure à celle du grès de Bentheim sur lequel aucune source macroscopique potentielle d'anisotropie n'est pourtant observable. L'utilisation de deux modèles élastiques d'inspirations différentes (assemblage granulaire cimenté pour le grès de Rothbach et milieu isotrope comportant une famille d'inclusion ellipsoïdales parallèles entre elles pour le grès de Bentheim) permettent, pour des rapports de forme ou de répartition raisonnables à l'échelle microstructurale, de reproduire les anisotropies de propriété acoustique mesurées. L'origine de ces anisotropies est par ailleurs vérifiée à travers l'analyse des microstructures. A l'exception de ces dernières observations, les résultats fournis dans ce chapitre ont été publiés dans la revue *Tectonophysics* (Vol. 370, p. 193-212 et **Annexe B.2.** : *Comparison of the anisotropic behaviour of undeformed sandstones under dry and saturated conditions*). L'ensemble de ces données participe par ailleurs à une revue des comportements mécaniques de diverses roches stratifiées ou foliées (article soumis dans le *Geological Society of London Special Publication on "Fracture Da-*

mage and Related Deformation Features”). Cet article montre l’importance des comportements anisotropes pour la compaction. Il est aussi montré dans cet article que les seuils minima de rupture et de compaction de ces roches ne sont pas systématiquement situés à un angle de 30°-45° du plan de foliation et suggère qu’une comparaison avec le type de données obtenues ici (propriétés physiques et microstructure) puisse permettre d’expliquer pour tous les échantillons testés l’évolution de ces seuils en fonction de l’angle de chargement (**Annexe B.3.** : *Effects of bedding and foliation on mechanical anisotropy, damage evolution and failure mode*).

Le **cinquième chapitre** porte sur l’étude d’un réservoir gréseux utilisé par Gaz De France comme site de stockage de gaz, dans lequel des échantillons provenant de deux puits distincts séparés de 3000 m environ ont été analysés de façon approfondie. Un des deux puits représentés se situe au centre du réservoir et l’autre en périphérie. A travers les mesures de propriétés physiques et une observation couplée des microstructures, on suggère que la position structurale des échantillons est enregistrée et décelable à partir de l’orientation des axes principaux de ces propriétés. Une simulation prenant en compte l’ensemble des caractéristiques anisotropes observées dans la microstructure est ensuite proposée.

Enfin, dans le **chapitre 6**, le prélèvement d’un certain nombre d’échantillons le long d’un pli de faille permet de réaliser une étude structurale sous une forme semblable à celle des nombreux travaux ayant utilisé l’ASM comme indicateur de la déformation. Le couplage des mesures magnétiques et acoustiques offre l’occasion de tester réellement la sensibilité des propriétés élastiques aux microstructures issues du raccourcissement d’un faciès limoneux. L’analyse des microstructures permet par ailleurs d’envisager la déformation subie d’une façon nouvelle par référence au schéma habituel de rotation d’objets dans une matrice visqueuse. Une partie des travaux présentés est issue d’une collaboration qui a réuni le Département des Sciences de la Terre de l’Université de Rome 3 et celui de l’Université de Cergy-Pontoise. Un article, qui a été écrit à cette occasion, est présenté en annexe (**Annexe B.4.** : *Folding related fracture pattern and physical properties of rocks in the Chaudrons ramp-related anticline (Corbières, France)*).

Propriétés physiques et anisotropies associées : généralités et modèles

1

Propriétés élastiques, magnétiques, électriques

Sommaire

1.1 Propriétés élastiques	7
1.1.1 Elasticité linéaire et propagation des ondes	7
1.1.2 Modules élastiques effectifs de milieux isotropes polyphasés	10
1.1.3 Modélisation des propriétés élastiques de milieux anisotropes	12
1.2 Propriétés magnétiques	15
1.3 Propriétés électriques	16

1.1 Propriétés élastiques

1.1.1 Elasticité linéaire et propagation des ondes

Dans un milieu élastique homogène et pour des déformations infinitésimales, contraintes et déformations sont reliées linéairement par la loi de Hooke dont le cas général s'écrit :

$$\sigma_{ij} = \mathbf{C}_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad (1.1)$$

où σ_{ij} et ϵ_{ij} sont respectivement les tenseurs de contrainte et de déformation, et \mathbf{C}_{ijkl} est le tenseur de rang 4 des modules élastiques ou rigidités.

On peut définir de façon réciproque le tenseur des déformabilités \mathbf{S}_{ijkl} par :

$$\epsilon_{ij} = \mathbf{S}_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (1.2)$$

En combinant la loi de Hooke 1.1 avec la relation fondamentale de la dynamique $\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}$ (où ρ est la masse volumique) on obtient l'équation des ondes :

$$\mathbf{C}_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (1.3)$$

Pour une onde plane polarisée selon \mathbf{u}^0 se propageant dans la direction \mathbf{n} avec la vitesse de phase V , l'équation à résoudre devient :

$$\mathbf{C}_{ijkl} n_j n_k u_l^0 = \rho V^2 u_i^0 \quad (1.4)$$

En introduisant le tenseur de Christoffel $\Gamma_{il} = C_{ijkl}n_jn_k$, on obtient l'équation de Christoffel :

$$\Gamma_{il}u_l^0 = \rho V^2 u_i^0 \quad (1.5)$$

qui est une équation aux valeurs propres dont la résolution donne les directions de polarisation des ondes et leurs vitesses de phase respectives. Notons que cette résolution fournit des directions de polarisation qui ne sont pas, dans le cas général, colinéaires ou perpendiculaires à la direction de propagation : on parle alors de pseudo-ondes P et pseudo-ondes S.

Pour des raisons de symétrie, le nombre de coefficients indépendants du tenseur \mathbf{C}_{ijkl} peut être réduit de 81 à 21 et mis sous la forme d'un tenseur symétrique de rang 2 moyennant l'utilisation de nouveaux indices (notation de Voigt) :

ij(kl)	11	22	33	23,32	13,31	12,21
I(J)	1	2	3	4	5	6

le tenseur des rigidités devenant :

$$\mathbf{C}_{IJ} = \begin{pmatrix} C_{11} & \dots & C_{16} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{16} & \dots & C_{66} \end{pmatrix}$$

a. Cas d'un milieu isotrope

Si le milieu considéré est isotrope (symétrie cubique), les relations entre contraintes et déformations ne dépendent plus que des deux paramètres K (module d'incompressibilité) et μ (module de cisaillement). Et la loi de Hooke se simplifie en :

$$\sigma_{ij} = (K - 2/3\mu)\delta_{ij}\epsilon_{\alpha\alpha} + 2\mu\epsilon_{ij} \quad (1.6)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker (vaut 1 si $i = j$ et 0 sinon) et $\epsilon_{\alpha\alpha}$ la déformation volumique ($= \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$).

Le tenseur \mathbf{C}_{IJ} ne comporte alors plus que deux constantes indépendantes :

$$\mathbf{C}_{IJ} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

où

$$C_{11} = K + 4/3\mu; C_{12} = K - 2/3\mu; C_{44} = \mu$$

La résolution de l'équation de Christoffel fournit deux solutions qui sont les vitesses des ondes P et S dans le milieu, respectivement polarisées dans la direction de propagation et perpendiculairement à celle-ci, soit :

$$V_P = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}; V_S = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$$

Ces vitesses sont les mêmes quelle que soit la direction de propagation.

b. Cas d'un milieu anisotrope

Dans les milieux anisotropes, l'onde S se dédouble en SH et SV par biréfringence et l'équation de Christoffel comporte trois solutions distinctes dans toutes les directions de l'espace. Il existe des symétries particulières pour lesquelles le calcul des vitesses le long des directions principales est encore relativement simple, ce sont les cas de symétrie hexagonale (un plan isotrope et une direction transverse, 5 constantes indépendantes) et de symétrie orthorhombique (solutions distinctes dans les trois directions du repère, 9 constantes indépendantes). Le cas de l'isotropie transverse est très souvent utilisé comme symétrie par défaut dans les roches stratifiées. le tenseur des rigidités correspondant à ce cas est le suivant :

$$\mathbf{C}_{IJ} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (C_{11} - C_{12})/2 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Et les vitesses des ondes P et S dans un tel milieu sont données en fonction de l'azimut θ (angle mesuré depuis la normale au plan isotrope) par (voir également fig. 1.1) :

$$V_P(\theta) = \sqrt{\frac{a(\theta) + \sqrt{b(\theta)}}{\rho}}$$

$$V_{SV}(\theta) = \sqrt{\frac{a(\theta) - \sqrt{b(\theta)}}{\rho}} \quad V_{SH}(\theta) = \sqrt{\frac{c(\theta)}{\rho}}$$

avec

$$a(\theta) = \frac{C_{11}\sin(\theta)^2 + C_{33}\cos(\theta)^2 + C_{44}}{2}$$

$$b(\theta) = \frac{((C_{11} - C_{44})\sin(\theta)^2 - (C_{33} - C_{44})\cos(\theta)^2)^2 + (C_{13} + C_{44})^2 \sin(2\theta)^2}{4}$$

$$c(\theta) = \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \sin(\theta)^2 + C_{44} \cos(\theta)^2$$

Dans l'hypothèse de faibles anisotropies (<20%) Thomsen [87] a proposé une écriture simplifiée des vitesses dans le plan anisotrope en fonction de l'azimut θ :

$$V_P(\theta) \approx \alpha(1 + \delta \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \epsilon \sin^4 \theta)$$

$$V_{SV}(\theta) \approx \beta(1 + \frac{\alpha^2}{\beta^2}(\epsilon - \delta) \sin^2 \theta \cos^2 \theta) \quad (1.9)$$

$$V_{SH}(\theta) \approx \beta(1 + \gamma \sin^2 \theta)$$

où les paramètres α à ϵ sont liés aux rigidités comme suit :

$$\alpha = \sqrt{C_{33}/\rho}$$

$$\beta = \sqrt{C_{44}/\rho}$$

$$\epsilon = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}} \quad (1.10)$$

$$\gamma = \frac{C_{66} - C_{44}}{2C_{44}}$$

$$\delta = \frac{(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})}$$

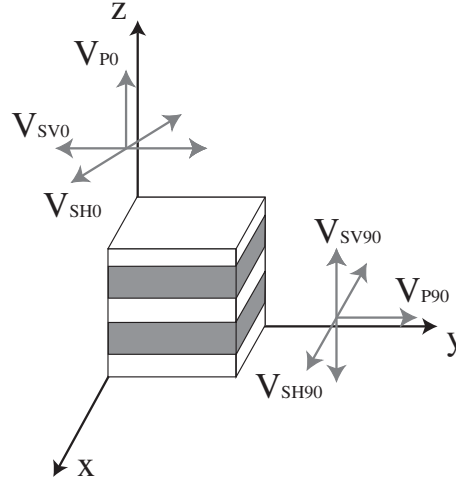


Fig. 1.1 - Représentation d'un milieu à symétrie hexagonale. Les vitesses des trois ondes se propageant dans chaque direction ne dépendent que de l'azimuth θ . Le plan de stratification est un plan d'isotropie pour toutes les ondes.

(α est aussi la vitesse de l'onde P et β celle des ondes S lorsque $\theta = 0$, soit pour une direction de propagation perpendiculaire au plan d'isotropie. Dans ce cas particulier $V_{SV} = V_{SH}$). Cette écriture permet une inversion aisée par la méthode des moindres carrés, si la position des directions de mesure vis-à-vis des axes de la symétrie est connue à l'avance. Signalons par ailleurs qu'une extension du travail de Thomsen aux milieux à symétrie orthorhombique peut être trouvée dans Tsvankin [91].

L'étude de la propagation des ondes dans un échantillon de roche nécessite de prendre en compte les propriétés intrinsèques de chacun de ses constituants et de leurs proportions respectives. Il est donc nécessaire dans ce cas de faire intervenir la notion de propriété effective qui permet de considérer le milieu étudié comme homogène. On aborde d'abord ce problème dans le cas d'un milieu isotrope par l'utilisation de différentes moyennes. La prise en compte de la porosité comme constituant à part entière de la roche implique en première approximation l'expression des modules élastiques effectifs d'un milieu comportant une inclusion sphérique. Les modèles élastiques permettant d'approcher le comportement de milieux polyphasés anisotropes sont abordés plus loin.

1.1.2 Modules élastiques effectifs de milieux isotropes polyphasés

Les valeurs des modules d'incompressibilité (K) et de cisaillement (μ) d'un mélange de plusieurs phases sont souvent approchées par des bornes. Historiquement, les premières bornes à avoir été proposées sont celles de Voigt [93] et de Reuss [74]. Elles correspondent au calcul des moyennes arithmétique (Voigt) et harmonique (Reuss) des modules élastiques initiaux pondérés par leurs fractions volumiques. Les modules effectifs M^* sont obtenus à partir des modules M_i des différentes phases représentées par leurs fractions volumiques f_i comme suit :

$$M_{Voigt}^* = \sum_i f_i M_i \quad (1.11)$$

et

$$\frac{1}{M_{Reuss}^*} = \sum_i \frac{f_i}{M_i} \quad (1.12)$$

Ces moyennes sont respectivement appelées moyennes à déformation ou à contrainte constante, par analogie avec le schéma de la figure 1.2. La moyenne de Voigt revient à considérer que les phases sont disposées en parallèle vis-à-vis de la direction de sollicitation, alors que la moyenne de Reuss correspond à une disposition en série. Les bornes constituées par ces moyennes en-

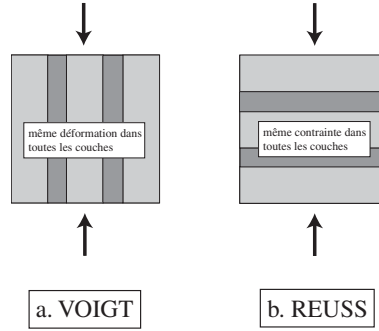


Fig. 1.2 - *Interprétation physique des moyennes de Voigt et de Reuss. (a) Voigt : toutes les couches subissent la même déformation. Le calcul du module élastique effectif se fait donc par sommation des contraintes. (b) Reuss : toutes les couches subissent la même contrainte. Le calcul du module effectif se fait alors par sommation des déformations.*

cadrent de façon assez large les modules effectifs de tous les mélanges. Alors qu'elles sont assez proches pour un mélange de minéraux, la présence d'un contraste important de propriétés entre les différentes phases (par exemple eau et quartz) les éloigne considérablement. Partant de ces bornes, la moyenne de Hill [39] $((M_{Voigt} + M_{Reuss})/2)$ permet d'estimer le module effectif de la roche.

D'autres bornes, celles d'Hashin-Shtrickman [36], sont fondées sur l'expression des modules élastiques de milieu à inclusions sphériques. Elles sont généralement moins espacées que les bornes de Voigt-Reuss. Leur expression est donnée par Berryman [10] sous la forme synthétique suivante :

soient

$$\begin{aligned} \Lambda(z) &= \left(\sum \frac{f_i}{K_i + \frac{4}{3}z} \right)^{-1} - \frac{4}{3}z \\ \Gamma(z) &= \left(\sum \frac{f_i}{\mu_i + z} \right)^{-1} - z \\ \zeta(K, \mu) &= \frac{\mu}{6} \left(\frac{9K + 8\mu}{K + 2\mu} \right) \end{aligned}$$

Les bornes supérieure et inférieure de K et μ sont données par :

$$\begin{aligned} K^{HS+} &= \Lambda(\mu_{max}), \quad \mu^{HS+} = \Gamma(\zeta(K_{max}, \mu_{max})) \\ K^{HS-} &= \Lambda(\mu_{min}), \quad \mu^{HS-} = \Gamma(\zeta(K_{min}, \mu_{min})) \end{aligned} \quad (1.13)$$

De la même façon que précédemment, on peut calculer une estimation de chacun des modules avec :

$$K^{HS} = \frac{K^{HS+} + K^{HS-}}{2}, \quad \mu^{HS} = \frac{\mu^{HS+} + \mu^{HS-}}{2} \quad (1.14)$$

Notons qu'on peut tirer de ces expressions générales celles des modules élastiques d'un milieu isotrope (K_1, μ_1) comportant une faible proportion d'inclusions sphériques vides :

$$\begin{aligned} K_{sph}^* &= \Lambda(\mu_1) \\ \mu_{sph}^* &= \Gamma(\zeta(K_1, \mu_1)) \end{aligned} \quad (1.15)$$

On considère que les interactions mécaniques entre inclusions peuvent être prises en compte si on considère que le milieu contenant l'inclusion a déjà les propriétés du milieu effectif, c'est l'approche auto-cohérente (applicable également aux relations 1.13) :

$$\begin{aligned} K_{ac}^* &= \Lambda(\mu_{ac}^*) \\ \mu_{ac}^* &= \Gamma(\zeta(K_{ac}, \mu_{ac}^*)) \end{aligned} \quad (1.16)$$

Les bornes d'Hashin-Shtrickman qui viennent d'être évoquées peuvent servir à calculer les propriétés effectives d'un milieu isotrope saturé en fluide. Le fort contraste entre les propriétés du fluide et celles de la fraction solide conduisent cependant au même problème que celui évoqué pour les bornes de Voigt et de Reuss (perte de précision de l'estimation).

Un modèle fréquemment utilisé pour exprimer le module d'incompressibilité effectif d'une roche saturée et isotrope est celui de Gassman [31] et Biot [11]. L'expression du module d'incompressibilité de la roche saturée K_{sat} en fonction de celui de la roche 'sèche' K_{sec} est la suivante (Mavko et al. [62]) :

$$\frac{K_{sat}}{K_0 - K_{sat}} = \frac{K_{sec}}{K_0 - K_{sec}} + \frac{K_{fl}}{\phi(K_0 - K_{fl})}, \quad \mu_{sat} = \mu_{sec} \quad (1.17)$$

où

- K_0 est le module d'incompressibilité du minéral qui compose la roche
- K_{sec} est le module effectif d'incompressibilité de la roche sèche
- K_{fl} est le module d'incompressibilité du fluide saturant
- ϕ est la porosité
- μ_{sat} est le module de cisaillement effectif de la roche saturée
- μ_{sec} est le module de cisaillement de la roche sèche

Ce calcul s'applique cependant aux cas où la longueur d'onde est très grande par rapport à la dimension des pores, soit à la propagation d'ondes de basse fréquence. Des comparaisons avec des mesures ultrasoniques réalisées en laboratoire ont montré que les estimations obtenues par l'équation de Gassmann étaient toujours inférieures aux vitesses observées (Wang et Nur [98]).

1.1.3 Modélisation des propriétés élastiques de milieux anisotropes

Les relations qui viennent d'être présentées ne permettent pas de rendre compte du comportement élastique anisotrope d'une roche. Il faut pour cela faire des hypothèses sur l'arrangement et la forme de ses éléments constitutifs. Il existe deux approches opposées dans la réalisation de ce type de modèles :

- L'approche granulaire : on caractérise l'arrangement de la matrice (grains, ciment). La porosité est formée par défaut.
- L'approche par les inclusions : on modélise le comportement d'un milieu isotrope comportant des inclusions de formes variées.

Les modèles à inclusions sont la plupart du temps utilisés pour représenter le comportement de milieux fissurés, donc présentant une porosité à très faible rapport de forme ($\alpha = b/a \ll 1$

avec a et b les grand et petit demi-axes de l'ellipse moyenne représentative de la porosité). Pour les roches granulaires non fissurées comme celles que nous avons étudiées, ce type de modèles doit accepter les rapports de forme proches de 1. Deux modèles d'inspiration différente satisfont a priori à cette condition : le modèle d'inclusion ellipsoïdale d'Eshelby [27] et celui des cavités elliptiques parallèles 2D de Kachanov [52]. Le modèle d'Eshelby propose un calcul basé sur la perturbation créée dans un milieu isotrope par la présence d'une inclusion ellipsoïdale. Ses expressions ont été reprises par Cheng [19] [20] qui permet de calculer directement les composantes du tenseurs de rigidité effectif du milieu saturé ou non en fluide à partir des modules K et μ de la matrice, du module K_{fl} du fluide, de la porosité ϕ et de son rapport de forme α . Les détails des étapes de calcul peuvent être trouvés dans Cheng [20] ou Mavko et al. [62]. En reprenant les caractéristiques du solide modélisé par Cheng [20] ($\lambda = \mu = 39GPa$, soit $K = 65GPa$, $K_{fl} = 2.2GPa$, $\phi = 0.005$) et en testant l'effet de différents facteurs de forme sur les variations azimutales du module d'onde P, nous avons voulu évaluer la pertinence de l'utilisation d'un tel modèle (fig. 1.3). La courbe 'Eshelby' présentée par Cheng [20] figure en tracé épais. Compte-tenu de la forme de l'inclusion, les modules d'onde minima sont attendus à 0 et 180 degrés tandis que le maximum doit se situer à 90 degrés. C'est ce qui est globalement observé sauf dans les cas de très faible α (< 0.005) pour lesquels le déplacement parallèle aux fissures fait apparaître des minima de rigidité intermédiaires à 45 et 135 degrés. Cependant, pour des facteurs de forme croissants, l'anisotropie diminue et la forme de la courbe s'inverse à partir de $\alpha = 0.5$. Le même calcul a été reproduit pour des porosités s'approchant de celles mesurées dans les roches granulaires et l'inversion de la courbe de variation a été observée dans chaque cas. Par conséquent, malgré une prise en compte de l'anisotropie de la porosité et le fait qu'il soit adapté aux milieux saturés en fluide, le calcul d'Eshelby ne constitue pas l'outil adéquat pour étudier des roches comportant une porosité à fort rapport de forme ($0.5 < \alpha < 1$).

Le modèle de Kachanov permet de calculer les propriétés effectives d'un milieu isotrope contenant des cavités elliptiques présentant un arrangement quelconque. Pour cela on définit les paramètres p (lié à la porosité) et $\bar{\beta}$ le tenseur de densité de cavités :

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{S} \pi \sum_k ab \\ \beta_{ij} &= \frac{1}{S} \pi \sum_k (a^2 \mathbf{n}_i \mathbf{n}_j + b^2 \mathbf{t}_i \mathbf{t}_j) \end{aligned} \quad (1.18)$$

où S est la surface considérée, (a, b) les grand et petit demi-axes de l'ellipse d'indice k , et \mathbf{n} et \mathbf{t} les vecteurs unitaires portant respectivement b et a .

Les modules d'Young et de Poisson dans les directions du repère de $\bar{\beta}$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{1}{1+p+2\beta_{11}}, & E_2 &= \frac{1}{1+p+2\beta_{22}} \\ \nu_{12} &= \frac{\nu_0+p}{1+p+2\beta_{11}}, & \nu_{21} &= \frac{\nu_0+p}{1+p+2\beta_{22}} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Supposons que toutes les cavités sont alignées, de mêmes dimensions et qu'elles constituent la totalité de la porosité. Si on réutilise par ailleurs le facteur de forme $\alpha = b/a$, les expressions de p et $\bar{\beta}$ se simplifient considérablement. On écrit alors :

$$p = \phi; \beta_{11} = \alpha\phi; \beta_{22} = \phi/\alpha$$

Ce modèle pourra être utilisé dans les roches présentant une anisotropie de réseau poreux. Il présente toutefois l'inconvénient de ne pas être adapté à des milieux saturés en eau, ce qui sera discuté plus loin dans le manuscrit.

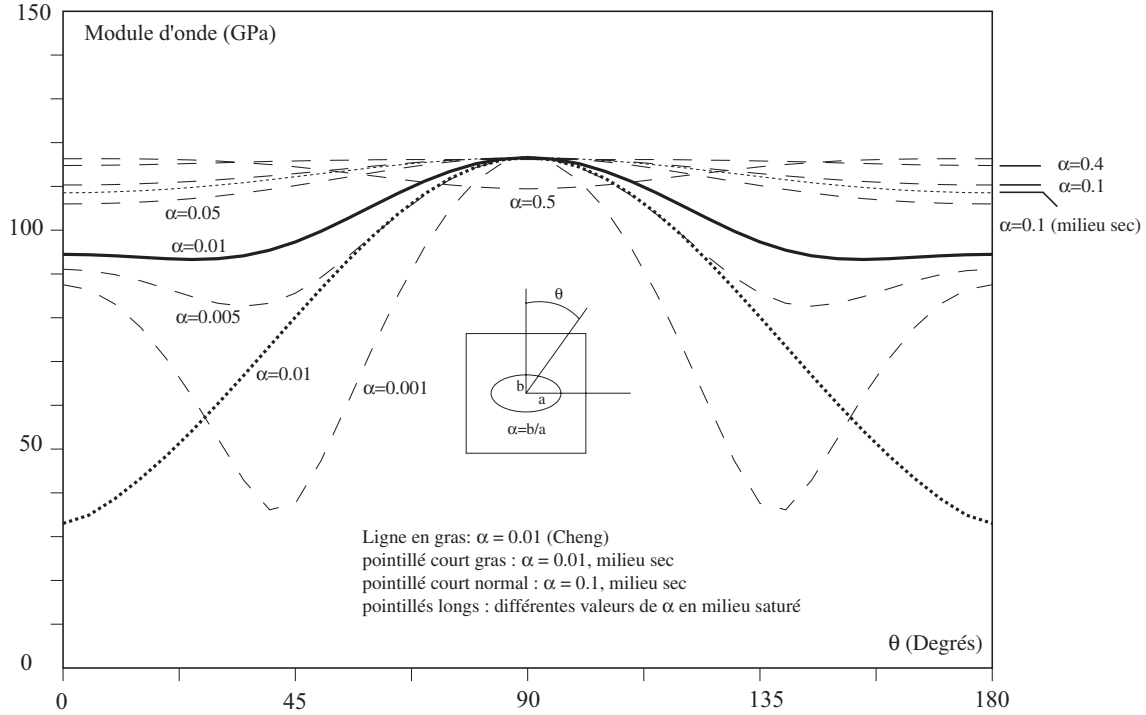


Fig. 1.3 - Test du modèle d'Eshelby pour des rapports de forme de cracks élevés. Les expressions utilisées sont données par Cheng [20] et les paramètres fixés sont les suivants : $\phi = 0.005$, $\lambda = \mu = 39\text{GPa}$, $K = 65\text{GPa}$, $K_{eau} = 2.2\text{GPa}$. Les courbes épaisses pleine et pointillée correspondent aux cas saturé et sec pour un rapport de forme de cracks de 0.01 (cas présenté par Cheng [20]). La courbe en pointillés courts correspond à un rapport de forme de 0.1 et les autres courbes (pointillés longs) à des rapports de forme variés.

Pour rendre compte d'une anisotropie portée, non plus par la porosité, mais par la matrice de la roche, il est nécessaire d'en détailler le contenu et l'arrangement. En première approximation, les anisotropies de matrice sont souvent approchées par des schémas d'empilement (Backus [7], voir aussi fig. 1.2), ce qui donne lieu à des calculs de moyennes de type Voigt et Reuss. Dans un tel schéma, qui est largement utilisé à l'échelle des bassins sédimentaires, comme à celle de la croûte supérieure, les ondes P se propagent à une vitesse maximale parallèlement à la stratification et minimale perpendiculairement à celle-ci. Que déduire alors d'une expérience dans laquelle les vitesses de propagation d'ondes P sont maximales dans la direction verticale ? Il est en effet difficile de soutenir qu'il existe un litage vertical dans la roche étudiée.

Le modèle de sphères cimentées de Dvorkin et Nur [25] propose une approche basée sur le calcul des propriétés mécaniques globales d'un agrégat de grains sphériques possédant une certaine coordinence (nombre de contacts par grain) et présentant un schéma de cimentation particulier (aucune pression externe n'est nécessaire pour maintenir l'agrégat). Le ciment présent dans l'assemblage peut se trouver au niveau des contacts intergranulaires dans des proportions variables (0 à 100%). On montre sur la figure 1.4 un cas dans lequel tout le ciment se situe au contact des grains. Connaissant les modules de cisaillement μ et μ_c et les coefficients de Poisson ν et ν_c respectivement des grains et du ciment, la densité ρ_c du ciment, le rapport de cimentation

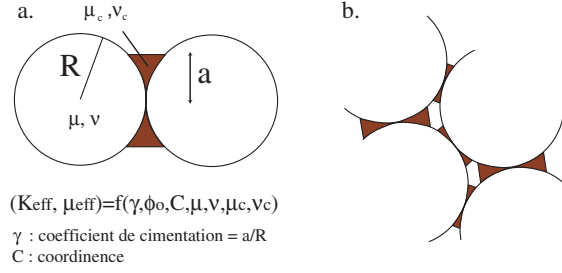


Fig. 1.4 - Modèle des sphères cimentées de Dvorkin et Nur [25]. (a) Tout le ciment est situé au niveau des zones de contact. (b) Afin de disposer d'un modèle anisotrope, la longueur du rayon cimenté a sera rendue variable en fonction de la direction de sollicitation.

χ = (rayon cimenté a) / (rayon des grains R), et en fixant une porosité initiale (par exemple 36%) et un nombre de coordinence (par exemple 9), on peut obtenir les modules effectifs K_{eff} et μ_{eff} de l'assemblage granulaire cimenté (toutes les étapes de calcul sont spécifiées dans Mavko et al. [62]).

Mais ce modèle ne décrit pas un milieu anisotrope (et il n'en existe pas à notre connaissance). On verra plus tard dans un travail publié (Louis et al. [58]) qu'il est possible cependant de le rendre artificiellement anisotrope en faisant varier légèrement la valeur de χ avec la direction d'observation.

1.2 Propriétés magnétiques

On ne présentera ici que le phénomène d'aimantation induite (susceptibilité magnétique), par opposition au phénomène de rémanence (enregistrement permanent d'un champ magnétique) (une revue détaillée de ces propriétés et de leurs applications peut être trouvée dans Tarling et Hrouda [84]).

Un matériau soumis à un champ magnétique \mathbf{H} acquiert une aimantation induite \mathbf{J} qui est directement proportionnelle à l'intensité du champ appliqué :

$$\mathbf{J} = \mathbf{K} \cdot \mathbf{H} \quad (1.20)$$

La susceptibilité magnétique est définie comme le rapport \mathbf{K} entre ces deux grandeurs. Cette propriété, sans dimension, est largement contrôlée par les directions cristallographiques des minéraux qui composent la roche. Lorsqu'elle est mesurée en champ faible (300 A/m), son anisotropie (on parlera d'ASM pour Anisotropie de Susceptibilité Magnétique) est bien décrite par un tenseur symétrique de rang 2 (ellipsoïde parfait).

On distingue essentiellement trois types de comportement parmi les minéraux : le diamagnétisme, le paramagnétisme et le ferromagnétisme. Le diamagnétisme est caractérisé par une susceptibilité négative (quartz, feldspath potassique, calcite) et assez faible en intensité (de l'ordre de $-15 \cdot 10^{-6}$). Dans cette catégorie, seule la calcite présente une anisotropie significative de la susceptibilité ($K_{max}/K_{min} = 1.13$ [41]). Lorsqu'elle constitue l'essentiel de la roche déformée (marbres par exemple), la mesure d'ASM fournit une très bonne indication sur l'orientation

moyenne des axes C des grains (De Wall [94]). Le paramagnétisme est considéré comme dominant le signal lorsque la susceptibilité mesurée est inférieure à $500 \cdot 10^{-6}$ (Tarling et Hrouda [84]). Les minéraux caractéristiques de ce type de comportement sont les phyllosilicates (essentiellement chlorite, biotite, muscovite), qui ont par ailleurs la particularité de présenter une même orientation de réseau et de forme (Martin-Hernandez and Hirt [61] Siegesmund [80]). Enfin, les ferromagnétiques sont majoritairement représentés par la magnétite et l'hématite. Ils sont caractérisés par de très fortes susceptibilités et contribuent au signal moyen même s'ils sont présents dans une très faible proportion. Alors que l'hématite présente une très forte anisotropie magnétocristalline, la magnétite présente une anisotropie de forme. Quand elle est identifiée, la contribution ferromagnétique peut traduire une direction d'étirement (roches magmatiques) ou matérialiser des plans de dissolution ou de fissuration.

1.3 Propriétés électriques

La conductivité électrique mesurée dans un échantillon saturé d'une solution ionique satisfait à la relation :

$$\sigma_r = \frac{1}{F} \sigma_w + \sigma_s \quad (1.21)$$

où

σ_r est la conductivité mesurée en Siemens/mètre
 σ_w est la conductivité de la solution saturante
 σ_s est la conductivité de surface
 F est le facteur de formation

Dans les roches poreuses, la conductivité intrinsèque des minéraux est négligeable devant celle de la solution saline ($\sigma_{matrice}/\sigma_{solution} \ll 10^{-10}$, Guéguen et Palciauskas [35]). En revanche, la matrice peut contribuer à la conductivité effective à travers la conductivité de surface lorsque la roche comporte une fraction argileuse. Le facteur de formation est une propriété résistive. Il peut être directement relié à la porosité ϕ par le paramètre tortuosité τ ($F = \tau/\phi$) qui traduit la connection imparfaite du réseau, la tortuosité du trajet et les différences de section entre canaux conducteurs à travers la roche (Guéguen et Palciauskas [35]). Le facteur de formation est aussi souvent approché par une loi d'Archie [4] du type $F = a\phi^{-m}$ où m est parfois appelé 'exposant de cimentation'. Ce dernier exposant n'a pas de signification géométrique, il varie en moyenne entre 1.3 et 2.5 dans les roches sédimentaires et vaut environ 2 dans les grès (Mavko et al. [62]). Le fait que la conductivité électrique soit liée à la structure de la porosité connectée en fait une propriété de premier ordre dans l'étude des circulations de fluides au sein des réservoirs. Son évolution temporelle ou spatiale peut aussi traduire un phénomène géologique tel que la compaction, en particulier dans les roches sédimentaires riches en argile. Pour une roche donnée, une anisotropie de conductivité électrique peut être interprétée soit par une anisotropie moyenne de la forme de la porosité, soit par la tortuosité du réseau de transport comme par exemple dans le cas d'un franchissement perpendiculaire au plan d'allongement de particules planes.

Anisotropies de propriétés physiques

Sommaire

2.1	Généralités	17
2.2	La composition d'anisotropies	19
2.2.1	Mise en évidence expérimentale	19
2.2.2	Composition théorique 2D de tenseurs obliques et inégaux	20
2.3	Anisotropie et déformation	23
2.3.1	Relations géométriques	24
2.3.2	Quantification	24
2.3.3	Point de vue adopté	26

2.1 Généralités

Un milieu est dit anisotrope vis-à-vis d'une propriété lorsque celle-ci varie suivant la direction dans laquelle elle est mesurée. Partant d'un simple examen optique, on peut relever dans une roche sédimentaire de nombreuses sources potentielles d'anisotropie :

- La forme du réseau cristallin des minéraux qui la composent,
- La forme des grains et leur orientation,
- L'endommagement mécanique intragranulaire (fissures), ou au contraire le renforcement des contacts intergranulaires (indentations),
- L'anisotropie de forme éventuelle de la porosité,
- Les anisotropies d'échelle supérieure de type litage de composition ou granulométrique.

Ces anisotropies de structure se répercutent généralement sur les propriétés physiques effectives de la roche dont certaines présentent, de par leur origine, des variations relativement simples. Les propriétés telles que la conductivité thermique, la conductivité électrique, la perméabilité ou la susceptibilité magnétique sont par exemple faciles à représenter et à manipuler géométriquement (changement de repère dans l'espace) ou algébriquement (combinaison de plusieurs sources d'anisotropie). Elles sont toutes définies par un tenseur symétrique de rang 2 dont la représentation en trois dimensions est un ellipsoïde (fig.2.1). L'écriture la plus générale de cette forme est, pour une propriété K quelconque :

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

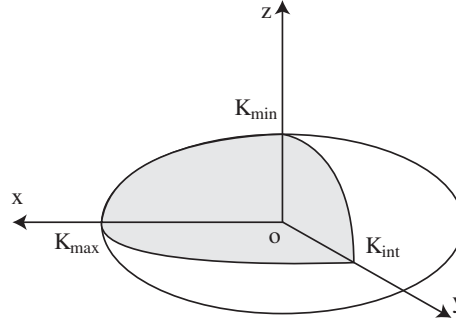


Fig. 2.1 - Ellipsoïde représentatif d'une propriété tensorielle K de second rang. Cette forme comporte trois axes principaux perpendiculaires entre eux et trois valeurs associées (valeurs principales) K_{max} , K_{int} et K_{min}

Cette écriture se simplifie dans le cas de la figure 2.1, puisque les axes principaux de la forme correspondent à ceux du repère (xyz) , soit :

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} K_{max} & 0 & 0 \\ 0 & K_{int} & 0 \\ 0 & 0 & K_{min} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Selon la proximité des valeurs principales, la forme de cet ellipsoïde peut être plutôt plane ($K_{max} > K_{int} \gg K_{min}$) ou linéaire ($K_{max} \gg K_{int} > K_{min}$). En magnétisme, on utilise par ailleurs souvent les paramètres d'allongement, d'applatissage et d'anisotropie qui sont définis respectivement par les rapports linéation $L = K_{max}/K_{int}$, foliation $F = K_{int}/K_{min}$ et anisotropie $P = K_{max}/K_{min}$. On définit également deux autres paramètres d'anisotropie auxquels on aura recours dans la présentation des données expérimentales (on pose pour cela $K_{max} = K_1$, $K_{int} = K_2$ et $K_{min} = K_3$) :

$$A\% = \frac{2 * (K_1 - K_3)}{K_1 + K_3} \quad (2.3)$$

et

$$P' = \exp \sqrt{2(a_1^2 + a_2^2 + a_3^2)} \quad (2.4)$$

$$\text{avec } a_i = \ln(K_i/K_m) \text{ et } K_m = (K_1 + K_2 + K_3)/3$$

Alors que le paramètre $A\%$ est l'expression la plus simple de l'anisotropie relative entre valeurs maximale et minimale dans un plan, le paramètre P' représente l'écart moyen de l'ellipsoïde normalisé à la sphère unitaire de référence (excentricité). Il a été introduit par Hrouda [41].

L'analyse de l'anisotropie des propriétés citées plus haut présente donc de nombreux avantages. D'abord, la forme ellipsoïdale, comme nous l'avons déjà dit, autorise les changements de repère (donc la diagonalisation) et la composition de sources (opérations sur les tenseurs). De plus, leur sensibilité à la microstructure permet d'estimer l'état global de la roche, qui est en l'occurrence vue comme un objet unique, homogène et anisotrope, dans lequel un grand nombre de contributions individuelles (grain, fissure, matrice, ...) sont pondérées par leurs abondances relatives. Cette pondération est l'objet de la section qui suit, dans laquelle nous montrons brièvement la façon dont de telles anisotropies se composent.

Pour terminer ce chapitre on présentera dans une dernière section l'utilisation des anisotropies

de propriétés physiques dans l'étude de la déformation des roches sédimentaires, domaine auquel cette thèse se propose de contribuer.

2.2 La composition d'anisotropies

La composition entre anisotropies de même nature (i.e. tensorielles de rang 2) a déjà été étudiée théoriquement (Daly [24], Housen et al. [40]) et expérimentalement (Housen et al. [40]). Cette composition consiste simplement, sur le plan analytique, à sommer les tenseurs représentant chacune des contributions dans un repère commun (Daly [24]). L'objectif de cette section est de présenter clairement la manifestation d'une composition d'anisotropie et d'en tirer les principes sur lesquels on s'appuiera tout au long de ce mémoire. Par souci de simplification, le problème est ici traité en deux dimensions.

2.2.1 Mise en évidence expérimentale

Nous avons étudié l'anisotropie de susceptibilité magnétique (ASM) d'un échantillon synthétique contenant de la magnétite. Cet échantillon, de dimensions standard pour les mesures d'ASM (cylindre de 25 mm de diamètre et de 22.5 mm de hauteur), a été divisé en deux parties égales *A* et *B* (fig. 2.2). Ces nouveaux échantillons ont ensuite été mesurés dans leur plan basal

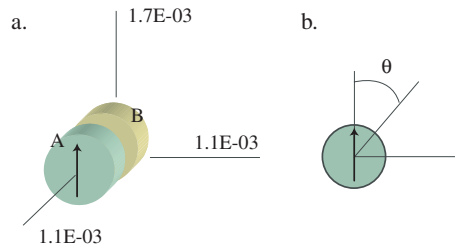


Fig. 2.2 - (a) L'échantillon synthétique initial est divisé en deux moitiés *A* et *B*.
(b) Sur chacune, les mesures de susceptibilité sont réalisées dans le plan d'anisotropie maximale, selon différents diamètres en partant de la direction verticale (flèche).

selon différents diamètres, d'abord séparément, puis ensemble dans leur position d'origine, enfin ensemble après rotation de l'un d'eux de 90° autour de son axe (mesure de la composition). Les résultats de ces mesures sont montrés sur la figure 2.3. Les courbes obtenues permettent de vérifier deux caractéristiques de ce type de propriétés :

- La mesure dans une direction donnée d'un ensemble de deux éléments vaut exactement la somme des mesures obtenues dans la même direction sur les éléments séparés.
- La composition de deux anisotropies identiques et perpendiculaires résulte en un profil de mesure circulaire (isotropie apparente)

La deuxième conclusion implique qu'il n'est pas significatif dans ce cas de rechercher un minimum de propriété, encore moins de le faire apparaître en position oblique par rapport aux axes d'anisotropie. Cette erreur est pourtant assez répandue et encouragée par les méthodes statistiques utilisées qui peuvent, à défaut d'avoir identifié une anisotropie dans le plan correspondant, placer des axes minimum et intermédiaire en position oblique comme sur certains des stéréogrammes de mesures visibles dans Housen et al. [40]. La figure 2.4 en reprend un schéma montrant le résultat de la composition des anisotropies de deux cylindres aplatis identiques. Les axes intermédiaire et minimum sont dessinés à 45° des plans basaux des deux cylindres. On

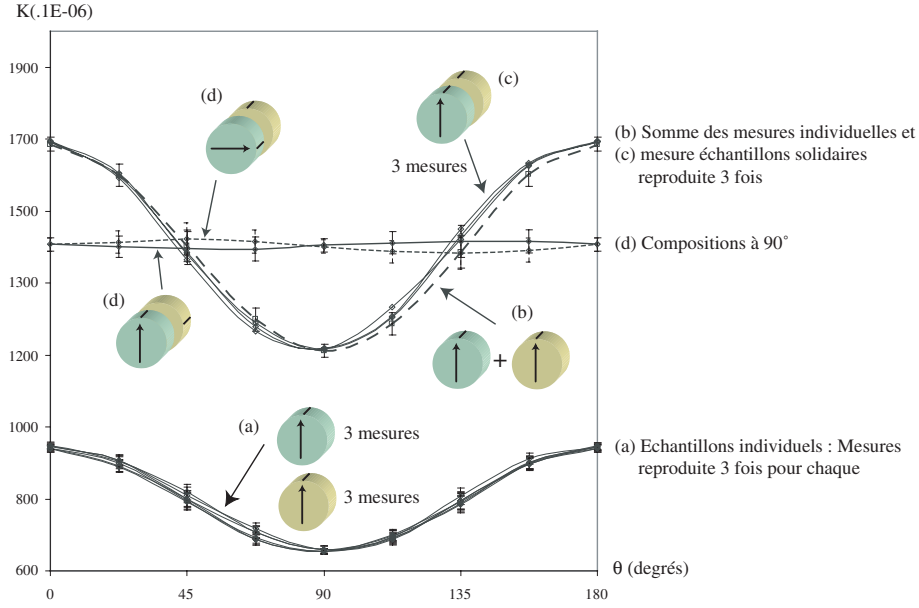


Fig. 2.3 - Résultat des mesures de susceptibilité magnétique sur les demi-échantillons A et B. (a) Chaque échantillon est mesuré trois fois. Ils présentent tous deux la même susceptibilité avec un maximum à 0° et un minimum à 90° . (b) (pointillés épais) La moyenne des sommes des mesures sur les deux échantillons est comparée aux mesures (c) faites sur l'ensemble des deux échantillons mis dans leur position d'origine. Ces courbes sont identiques. (d) Mesures faites sur l'ensemble des deux échantillons décalés de 90° dans un sens puis dans l'autre. La composition est isotrope.

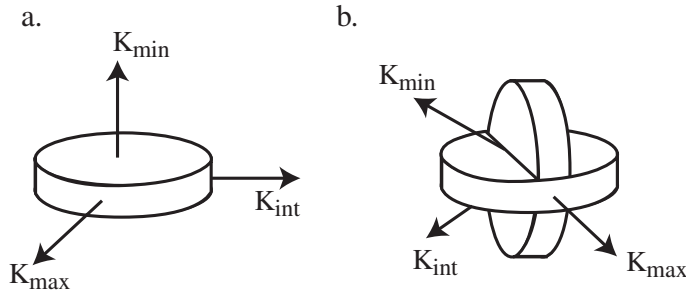


Fig. 2.4 - Axes principaux de susceptibilité magnétique. (a) Dans un disque d'époxy contenant de la magnétite. (b) Dans un montage de deux disques semblables perpendiculaires entre eux. D'après Housen [40].

pourra vérifier ci-après que, de façon plus générale, deux anisotropies coaxiales résultent lors de leur superposition en une anisotropie de mêmes axes principaux.

2.2.2 Composition théorique 2D de tenseurs obliques et inégaux

On se propose de calculer en deux dimensions la composition entre des tenseurs de susceptibilité magnétique coaxiaux (calculs 1 et 2) puis non coaxiaux (calculs 3, 4 et 5). Dans un premier temps, l'anisotropie garde une valeur constante ($P = K_{max}/K_{min} = 3$, $A\% = 1$).

La figure 2.5 présente l'ensemble des calculs réalisés. Tous ont pour base le tenseur \mathbf{A} auquel sont successivement ajoutés les tenseurs \mathbf{B}_1 à \mathbf{B}_5 . Soit le tenseur \mathbf{A} défini dans le repère oxz

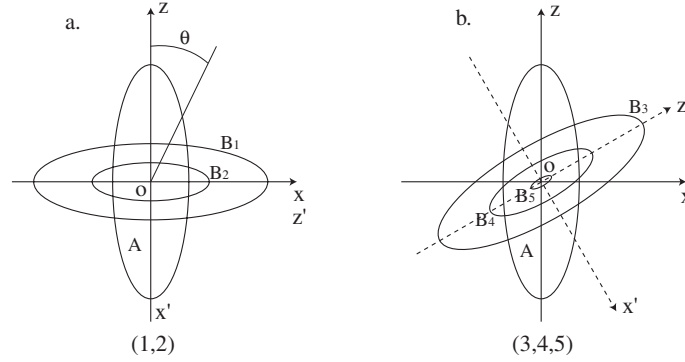


Fig. 2.5 - *Calculs de composition réalisés. (a) B_1 et B_2 sont perpendiculaires à \mathbf{A} et valent respectivement \mathbf{A} et $\mathbf{A}/2$. (b) B_3 , B_4 et B_5 font un angle de 60° avec l'axe z et valent respectivement \mathbf{A} , $\mathbf{A}/2$ et $\mathbf{A}/10$. N.B. : l'expression $\mathbf{B} = \mathbf{A}/n$ ne tient pas compte du repère dans lequel ces tenseurs sont définis. On obtient les nouvelles valeurs des termes diagonaux de \mathbf{B} en écrivant : $B_{x'} = A_x/n$ et $B_{z'} = A_z/n$.*

ayant A_x et A_z pour valeurs principales, on définit le tenseur \mathbf{B} ayant pour valeurs principales $B_{x'}$ et $B_{z'}$ dans le repère $ox'z'$ qui est formé par une rotation d'angle θ de z vers x . L'expression de la composition \mathbf{C} dans le repère oxz , qui prend donc en compte le changement de repère pour le tenseur \mathbf{B} , est donnée par Daly [24] comme suit :

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} A_x + B_{x'}\cos^2\theta + B_{z'}\sin^2\theta & (B_{z'} - B_{x'})\cos\theta\sin\theta \\ (B_{z'} - B_{x'})\cos\theta\sin\theta & A_z + B_{x'}\sin^2\theta + B_{z'}\cos^2\theta \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Le tenseur \mathbf{C} est donc calculé pour les différentes valeurs de \mathbf{B} et de θ , puis appliqué tous les degrés depuis oz jusqu'à ox de manière à construire les profils de variation qui sont présentés sur la figure 2.6. Dans le cas des calculs 1 et 2, on retrouve d'abord l'équivalent de la mesure faite précédemment (composition circulaire de deux échantillons identiques d'axes décalés de 90°), puis on montre que lorsque les deux tenseurs qui se composent sont coaxiaux, les axes principaux de la composition demeurent. Dans les calculs 3 à 5, on peut voir l'axe maximal de la composition se déplacer depuis la bissectrice de z et z' vers z lorsque la valeur moyenne du tenseur \mathbf{B} baisse par rapport à celle de \mathbf{A} . En effet, alors que l'axe maximal des tenseurs \mathbf{B}_3 à \mathbf{B}_5 est orienté à 60° de l'axe z , l'angle θ_{max} que fait l'axe maximum de la composition avec l'axe z vaut 30° quand $\mathbf{B} = \mathbf{A}$, 15° pour $\mathbf{B} = \mathbf{A}/2$ et 3° quand $\mathbf{B} = \mathbf{A}/10$.

Soit α le rapport de la trace de \mathbf{B} sur la trace de \mathbf{A} , la relation qui fournit l'angle θ_{max} en fonction de α peut s'écrire :

$$\theta_{max} = \alpha \frac{\theta_0}{2} \quad (2.6)$$

où θ_0 est l'angle que fait z' avec z .

Nous avons ensuite mené les mêmes calculs en faisant varier non pas la valeur moyenne du tenseur, qu'on a gardé constante, mais l'anisotropie définie dans l'équation 2.3. On a pris comme référence l'anisotropie du tenseur \mathbf{A} appelée $A\%_{\mathbf{A}}$ qui vaut 1 (soit 100%). Les relations angulaires obtenues pour une anisotropie variable de \mathbf{B} sont exactement les mêmes que précédemment, à savoir $\theta_{max} = 30^\circ$ pour $A\%_{\mathbf{B}} = A\%_{\mathbf{A}}$, $\theta_{max} = 15^\circ$ pour $A\%_{\mathbf{B}} = A\%_{\mathbf{A}}/2$ et $\theta_{max} = 3^\circ$ pour

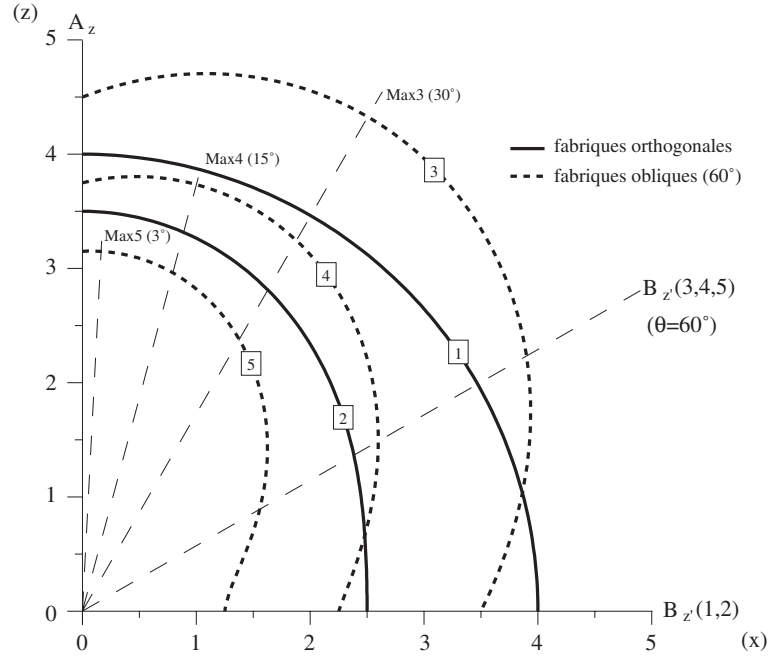


Fig. 2.6 - Profils de propriété entre 0° et 90° des compositions 1 à 5. Les courbes en trait plein correspondent aux cas d'anisotropies coaxiales. La composition 1 produit un profil circulaire et la composition 2 conserve les axes x et z comme axes principaux mais présente une anisotropie avec un maximum selon z . Les courbes pointillées correspondent aux cas d'anisotropies d'axes principaux obliques ($\theta = 60^\circ$). Les compositions 3 à 5 sont anisotropes et le grand axe de chacune d'elles est : bissecteur des deux maxima (soit 30°) dans le cas où B vaut A , à 15° de z lorsque B vaut $A/2$, enfin à 3° de z pour $B = A/10$.

$$A\%_B = A\%_A/10.$$

Soit à présent β le rapport $A\%_B/A\%_A$, on peut écrire :

$$\theta_{max} = \beta \frac{\theta_0}{2} \quad (2.7)$$

Afin de disposer d'une expression permettant de prévoir la position de l'axe maximal de la composition de tenseurs présentant à la fois des valeurs moyennes et des anisotropies différentes, nous avons effectué les mêmes calculs en modifiant en même temps le rapport α des traces et le rapport β des anisotropies. Le résultat est donné dans le tableau 2.7 ci-dessous qui regroupe donc 9 combinaisons différentes. On y retrouve les valeurs de θ_{max} pour une moyenne variable à anisotropie constante (première ligne) et pour une anisotropie variable à moyenne constante (première colonne). Il est intéressant de remarquer que les effets des deux paramètres semblent se combiner de façon multiplicative : on obtient approximativement θ_{max} en multipliant θ_0 par le produit des rapports α et β . Bien que cette relation apparente ne soit pas tout à fait exacte (on obtient 7 au lieu de 7.5, 0.2 au lieu de 0.3), elle a l'avantage de conduire à l'expression très simple suivante :

$$\theta_{max} = \alpha\beta \frac{\theta_0}{2} \quad (2.8)$$

$\alpha \backslash \beta$	1	0.5	0.1
1	30	15	3
0.5	15	7	1.5
0.1	3	1.5	0.2

Fig. 2.7 - Position en degrés (θ_{max}) de l'axe maximum de la composition des tenseurs \mathbf{A} et \mathbf{B} pour différentes combinaisons de α et β .

En remplaçant les deux rapports par les valeurs qu'ils représentent, on obtient :

$$\theta_{max} = \frac{(B_{z'} - B_{x'})}{(A_z - A_x)} \frac{\theta_0}{2} \quad (2.9)$$

Cette dernière relation se propose de fournir la position de l'axe maximal de propriété de la composition de deux tenseurs 2D \mathbf{A} et \mathbf{B} dont les repères font un angle θ , sachant que le repère pris comme référence (\mathbf{A}) est celui dont la différence des termes diagonaux est la plus grande.

En résumé, les mesures et calculs menés dans cette partie nous permettent d'affirmer que :

- La composition de deux tenseurs coaxiaux conserve les axes de départ comme axes principaux.
- La composition de deux tenseurs *identiques* dont les axes principaux ne sont pas perpendiculaires présente un maximum bissecteur des grands demi-axes des tenseurs d'origine.
- La direction de valeur maximale de la composition de deux tenseurs *différents* dont les axes principaux ne sont pas perpendiculaires entre eux dépend des rapports entre moyennes et anisotropies (respectivement α et β) des deux tenseurs d'origine.

L'utilité de ces observations dans nos travaux sera explicitée à la suite de la section suivante qui est consacrée aux relations des anisotropies de propriétés physiques à la déformation des roches sédimentaires.

2.3 Anisotropie et déformation

L'évolution des microstructures d'une roche durant sa déformation se ressent directement sur les anisotropies de propriétés physiques puisqu'elles en sont la source. Pour une propriété tensorielle comme celles présentées jusque là, cela se traduit par un changement de taille et de forme de l'ellipsoïde représentatif de ses variations. En susceptibilité magnétique, propriété qui a été de loin la plus utilisée dans les études structurales, le changement de taille de l'ellipsoïde représentatif peut être par exemple associé à l'apparition d'une nouvelle phase magnétique (augmentation de la susceptibilité moyenne), et le changement de forme au passage, sous l'effet d'un étirement, d'une fabrique planaire ($F > L$) à une fabrique linéaire ($L > F$). Ces modifications de forme de la propriété sous l'effet d'un changement d'organisation à l'échelle microstructurale fournit un outil d'étude de la déformation ayant les avantages déjà évoqués, encore faut-il établir les relations géométriques existant entre fabrique de propriété (on parlera principalement ici de

susceptibilité magnétique) et ellipsoïde de déformation finie. De même, l'intensité de la déformation augmentant, on peut s'attendre à ce que les anisotropies mesurées en fassent autant, ce qui est vérifié dans certains cas expérimentaux sur des sites précis, mais qui reste difficile à généraliser. On rappellera ici très brièvement les travaux réalisés concernant les liens entre ASM et déformation, pour conclure en présentant l'approche qui a été adoptée dans notre travail.

2.3.1 Relations géométriques

A notre connaissance, les premiers travaux ayant établi la relation entre ellipsoïde d'ASM et déformation sont ceux de Balsley et Buddington [8] dans des roches métamorphiques. Dans le cas des roches sédimentaires, si Rees [73] a assez tôt proposé l'ASM comme outil d'expression des fabriques sédimentaires (allongement préférentiel des grains parallèlement au plan de stratification et orientation de leurs grands axes dans la direction de courant), le premier schéma d'évolution de la fabrique magnétique au cours de la déformation a été élaboré par Graham [32] (on présente sur la figure 2.8 un modèle de même inspiration montrant l'évolution de la fabrique en aplatissement pur proposé par Frizon et al. [29]). Celui-ci avait mis en évidence

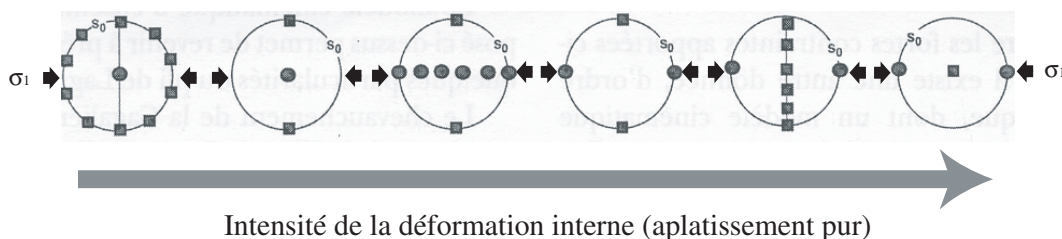


Fig. 2.8 - Schéma d'évolution de la fabrique magnétique au cours de la déformation. L'axe de compression est horizontal. Les dessins sont des projections stéréographiques des axes maximum (carrés) et minimum (cercles) de l'ellipsoïde de susceptibilité magnétique. D'après Frizon et al. [29]

la concordance entre la direction maximale de susceptibilité magnétique et l'axe d'un pli. La comparaison essentielle avec des marqueurs macroscopique de la déformation a permis à Kissel [53] de montrer que cette orientation du maximum de susceptibilité perpendiculairement à la direction de raccourcissement constituait la première étape de la modification des fabriques magnétiques sous l'effet de la déformation. Des travaux ont montré plus tard en cisaillement simple le déplacement de l'axe de susceptibilité maximale dans le plan de schistosité parallèlement au transport (voir par exemple Averbuch et al. [6]).

Sur le plan expérimental, des échantillons artificiels constitués de particules de magnétite noyées dans de la plasticine ont été soumis à un cisaillement pur (Borradaile et Alford [13], Borradaile et Puumala [14]). La coaxialité entre foliation magnétique et aplatissement, et entre linéation magnétique et direction d'étirement ont été clairement établies. Des expériences menant aux mêmes observations ont par ailleurs été menées en cisaillement simple dans des échantillons contenant de l'hématite (voir Cogné et Canot-Laurant [23]).

2.3.2 Quantification

Sur la base que l'anisotropie de la propriété magnétique est susceptible d'augmenter avec la réorganisation de la microstructure d'une roche au cours de sa déformation, de nombreux travaux

ont été consacrés au problème de la quantification de cette déformation par l'ASM. Ce problème est rendu délicat par les raisons qu'on résume ci-dessous :

1. Un paramètre d'anisotropie de propriété comme celui qui est donné dans l'équation 2.4 n'est pas censé augmenter ou diminuer constamment au cours de la déformation (cf fig. 2.8).
2. Les anisotropies de propriétés physiques dépendent de l'intensité moyenne de la propriété, et de légers changements de composition d'un site à l'autre peuvent gêner l'expression d'une tendance.
3. Le principe de la réorientation de grains dans une matrice visqueuse, valable dans le cas des roches magmatiques, représente mal la déformation des roches sédimentaires (mis à part le cas précis de la compaction des argiles) où la superposition de différentes contributions (tectonique sur sédimentaire héritée) ne permet pas vraiment de prévoir un sens d'évolution de l'anisotropie magnétique.

La corrélation entre déformation et ASM par l'intermédiaire du paramètre P' défini dans l'équation 2.4 a été étudiée par Borradaile [12] pour une douzaine de jeux de données expérimentales obtenues essentiellement dans des schistes. Il a pu montrer que dans chaque cas, la relation entre les paramètres $P'(k)$ déduit de l'ellipsoïde de susceptibilité et $P'(e)$, déduit de l'ellipsoïde de déformation, pouvait être correctement approchée par une droite. Cependant, les critères appliqués par Borradaile dans le choix des données limitent quelque peu l'extension du principe de corrélation à des travaux ultérieurs sur des roches sédimentaires peu déformées. Ces observations sont en effet valables dans la 'fenêtre' de déformation située entre l'effacement de la fabrique sédimentaire initiale et l'arrivée à saturation de l'anisotropie de susceptibilité magnétique (les grains porteurs du signal magnétique ont tous atteint une position parallèle au plan d'aplatissement, si bien que l'ASM reste constante malgré la déformation). En effet, la prise en compte par exemple d'une fabrique sédimentaire initiale entraînerait d'abord une augmentation puis une diminution du paramètre $P'(k)$ (fig. 2.8). Une autre condition qui accompagne les précédentes est qu'il n'y ait pas d'apparition d'une nouvelle phase magnétique durant la déformation. On est donc finalement dans le cas d'une minéralogie magnétique fixe dont les sources, initialement distribuées de façon aléatoire, subissent une réorientation continue au cours de la déformation. Plusieurs modèles, proposés par le passé, permettent de calculer le raccourcissement associé à la rotation de particules déformables ou non, comprises dans une matrice visqueuse. Ces modèles ont été repris par Hrouda [43] dans l'optique d'une application plus systématique en ASM. Mais ces schémas semblent convenir davantage à l'étude des roches magmatiques, à l'exception toutefois de cas de compaction impliquant des phyllosilicates. Un de ces modèles, inspiré de la théorie de March [60] et appliqué par Owens [67] à la rotation de particules ou de pores aplatis, a pu être mis à profit à travers des mesures d'anisotropie de la conductivité électrique (propriété tensorielle de rang 2 comme la susceptibilité magnétique) dans des sédiments du prisme de Nankai. Henry [37] a en effet pu mettre en évidence et quantifier le découplage de part et d'autre du niveau de décollement du prisme, parvenant à séparer un terme commun de compaction et un terme de raccourcissement ($\simeq 12\%$) subhorizontal dans les unités supérieures.

Mais en dehors de cas satisfaisant aux conditions précises déjà évoquées, il est difficile d'affirmer que les anisotropies de propriétés physiques permettent une bonne quantification de la déformation.

Dans les roches sédimentaires qui vont être étudiées ici, la persistance d'une fabrique initiale et la surimpression de caractéristiques microstructurales liées à la déformation ne vont pas constituer des circonstances favorables à une étude quantifiée. On propose dans le paragraphe ci-dessous de s'appuyer davantage sur des critères géométriques issus de l'étude théorique des compositions

de fabriques pour décrire dans le temps la réorganisation des microstructures étudiées.

2.3.3 Point de vue adopté

On va considérer ci-après la déformation comme résultant en une superposition continue d'anisotropies sur une fabrique sédimentaire originelle. On estimera que ces anisotropies sont exprimables sous forme tensorielle, ce qui nous autorisera à envisager la progression de la déformation sous la forme de compositions successives de tenseurs. Nous avons vu que la composition de deux tenseurs coaxiaux résultait en un tenseur de mêmes axes principaux, ce qui la rend virtuellement invisible. Mais la déformation naturelle des roches n'a pas la même rigueur géométrique et on propose comme critère d'identification d'une composition de signaux ceci : a condition que la mesure effectuée soit réellement représentative de la microstructure étudiée, la composition de signaux sera mise en évidence par une obliquité de l'ellipsoïde final d'anisotropie par rapport à une référence bien identifiée (plan de stratification par exemple). On suivra de façon qualitative l'évolution de la déformation à travers la modification de l'écart angulaire entre le repère de référence et les axes de l'anisotropie globale. Le degré de déformation ne sera donc plus estimé sur le critère d'intensité de l'anisotropie.

Il est important par ailleurs de noter que, malgré l'omniprésence dans cette partie de références à l'ASM, les propriétés élastiques des roches étudiées vont être largement favorisées. Ces propriétés ont l'avantage d'être directement liées à l'arrangement microscopique de la roche et présentent, contrairement à l'ASM, une sensibilité importante à la porosité. Il sera en revanche essentiel, afin de tirer tout le bénéfice des observations qui viennent d'être faites, de se demander dans quelle mesure les vitesses de propagation d'ondes P peuvent être analysées de la même façon que les propriétés physiques dérivant d'un tenseur symétrique de rang 2. Cette question est l'objet d'un article méthodologique récemment soumis qui sera présenté plus loin.

Données expérimentales

3

Techniques expérimentales

Sommaire

3.1	Dispositifs de mesure	29
3.1.1	Mesure des temps de propagation d'onde P	29
3.1.2	Mesure de la susceptibilité magnétique	30
3.1.3	Mesure de la conductivité électrique	31
3.1.4	Mesure de la porosité	31
3.1.5	Observation des microstructures	32
3.2	Acquisition et inversion des données de propriétés physiques	33
3.2.1	Préparation des échantillons et stratégie de mesure	33
3.2.2	Inversion de mesures dérivant d'une propriété tensorielle de rang 2	34
3.2.3	Application aux vitesses d'onde P	36
3.3	Analyse des microstructures	39
3.3.1	Cartographie de porosité	39
3.3.2	Analyse d'objets	39
3.3.3	Autocorrélation d'images	40
3.4	Publication No1 (insérée en annexe B.1.)	45

3.1 Dispositifs de mesure

3.1.1 Mesure des temps de propagation d'onde P

On mesure les temps de propagation d'ondes P acoustiques de haute fréquence (1MHz). L'équipement utilisé se compose d'un pulseur-récepteur 100-900V Panametrics 5058 PR, d'une paire de capteurs ultrasoniques pour ondes P et d'un oscilloscope numérique HP54603B. La figure 3.1 montre un schéma de ce dispositif. Le temps de propagation de l'onde P à travers le diamètre de l'échantillon est mesuré sur l'oscilloscope. Celui-ci fournit les traces de l'impulsion envoyée et du signal reçu (traces V_1 et V_2 sur la figure 3.2). L'arrivée de l'onde P est pointée lorsque la trace V_2 dévie de l'ordonnée de départ. Le temps réel de propagation de l'onde à travers l'échantillon (Δt_e) est obtenu en retranchant un délai inhérent aux capteurs (Δt_c) du temps total écoulé entre l'impulsion et la réception. La valeur de ce délai se mesure capteurs joints. Les temps sont ensuite transformés en vitesses, connaissant le diamètre d_e de l'échantillon : $V = d_e / \Delta t_e$. L'erreur associée à ce type de mesures (incertitude sur le diamètre des échantillons et erreur de lecture sur l'oscilloscope) vaut environ $\pm 0.03 km/s$ lorsque les échantillons sont secs

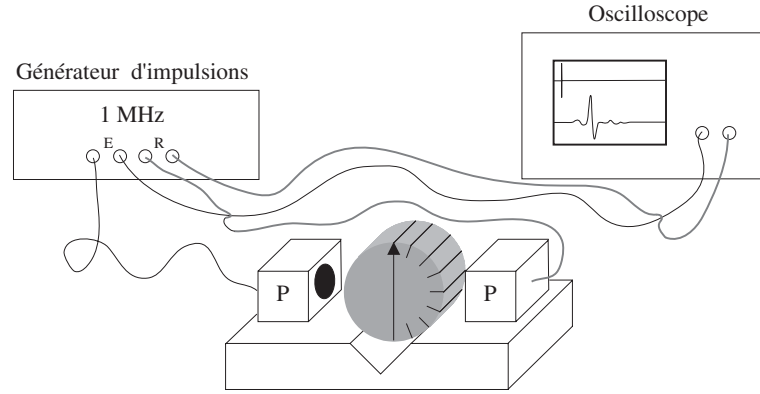


Fig. 3.1 - Dispositif de mesure de temps de propagation d'ondes P .

et $\pm 0.02 \text{ km/s}$ en milieu saturé (la différence est liée au changement du calibre de lecture sur l'oscilloscope).

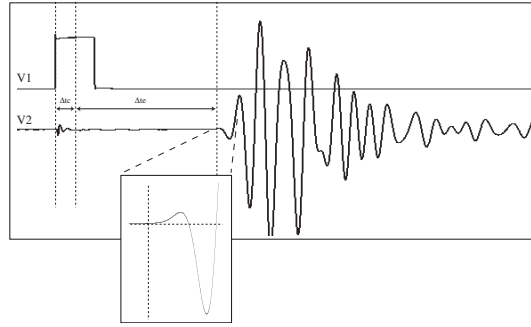


Fig. 3.2 - Pointage de l'arrivée de l'onde P sur l'oscilloscope. La perte Δt_c liée aux capteurs doit être prise en compte pour pouvoir mesurer des délais réels.

3.1.2 Mesure de la susceptibilité magnétique

La susceptibilité magnétique est déduite de la mesure du champ induit à travers un échantillon soumis à un champ magnétique faible (300 A/m) ($J = KH$ où H est le champ appliqué, J le champ induit et K la susceptibilité magnétique). Sa mesure est réalisée dans la partie centrale d'un solénoïde (fig. 3.3). Le porte échantillon est conçu pour des cylindres de 25 mm de diamètre et 22.5 mm de hauteur. Il comporte une partie rotative permettant une mesure en continu des variations du champ induit dans l'échantillon, ce qui a pour effet de fournir une erreur de mesure de $\pm 2.10^{-8}$. Pour obtenir une représentation 3D des susceptibilités, l'échantillon est introduit à trois reprises dans le solénoïde selon trois orientations perpendiculaire entre elles. Ces mesures peuvent aussi être faites individuellement dans des directions prédéfinies (mode manuel). L'échantillon est alors manipulé à chaque mesure par l'opérateur et l'erreur associée à ce mode est légèrement supérieure à la précédente ($\pm 3.10^{-8}$). L'ensemble des mesures obtenues fait ensuite l'objet d'un traitement qui est présenté dans la section suivante.

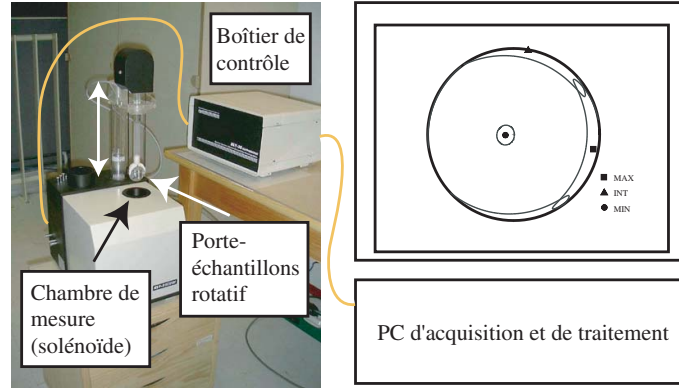


Fig. 3.3 - Dispositif de mesure de la susceptibilité magnétique. L'appareil utilisé par l'équipe est le KLY3 S kappabridge d'AGICO

3.1.3 Mesure de la conductivité électrique

La mesure de la conductivité électrique dans des échantillons saturés en solutions de salinités différentes permet d'accéder avec une bonne précision au facteur de formation F (propriété résistive) de la roche étudiée (cf chapitre 2). Pour ce type de mesures, il est nécessaire que le contact entre électrodes et échantillon saturé soit planaire. Le dispositif est adapté à la mesure de la conductivité électrique sur des échantillons cylindriques ayant une section de 25 mm de diamètre, l'axe de l'échantillon étant la direction de mesure. L'équipement est composé d'un conductimètre radiometer CD210 à fréquence fixe, d'une cellule de mesure pour solutions et d'un couple d'électrodes destiné aux mesures sur échantillons saturés (fig. 3.4).

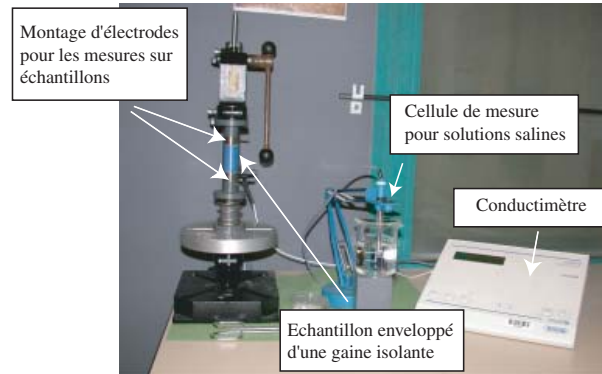


Fig. 3.4 - Dispositif de mesure de la conductivité électrique.

3.1.4 Mesure de la porosité

La porosité d'un échantillon est calculée par la méthode de la triple pesée. Elle est déduite de la mesure successive des masses de cet échantillon à l'état sec (m_{sec}), saturé en eau (m_{sat}), puis saturé immergé dans l'eau ($m_{apparente}$). On l'obtient alors avec :

$$\phi = \frac{m_{sat} - m_{sec}}{m_{sat} - m_{apparente}} \quad (3.1)$$

3.1.5 Observation des microstructures

Le microscope utilisé est un microscope optique polarisant Olympus BX 50 équipé de cinq objectifs (X1.25, X4, X10, X20, X40) (fig.3.5). Il permet l'observation de lames minces de roches en lumière transmise naturelle, polarisée-analysée, mais aussi en lumière réfléchie (naturelle et fluorescence). Une caméra numérique permet la capture et l'enregistrement d'images sur PC. Ces images peuvent ensuite être traitées à l'aide des logiciels Aphélion ou ImageJ (NIH). Notons

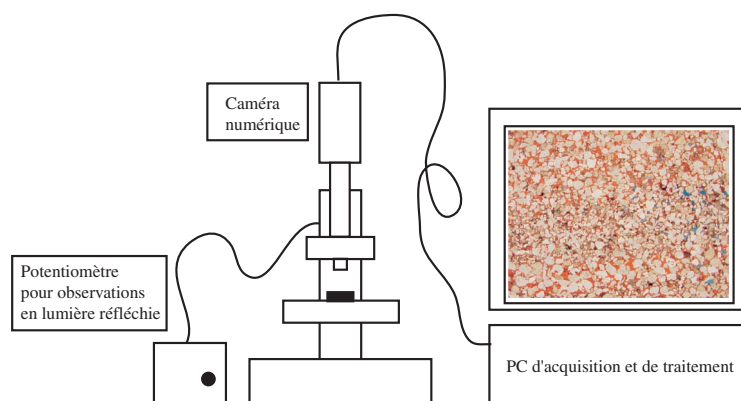


Fig. 3.5 - Installation utilisée pour l'étude des microstructures.

qu'on aura recours dans les chapitres suivants à des images obtenues par d'autres techniques (rayons X, MEB et laser confocal) que nous ne détaillerons pas ici.

3.2 Acquisition et inversion des données de propriétés physiques

Le protocole présenté ci-après a été soumis à publication dans la revue *Journal of Structural Geology* et le manuscrit correspondant est inséré dans l'Annexe B.1.

3.2.1 Préparation des échantillons et stratégie de mesure

L'estimation 3D des anisotropies de propriétés physiques est indispensable à une description rigoureuse du matériau étudié, en particulier lorsque celui-ci ne présente pas à l'état macroscopique de signe particulier (plan de stratification, schistosité, direction de fluage, ...) permettant d'anticiper sur son comportement vis-à-vis de la propriété mesurée. Par ailleurs, il est nécessaire de garantir des conditions de mesure identiques dans toutes les directions : géométrie du contact, distance ou volume sur lequel la mesure est réalisée. Le protocole qui a été mis au point dans cette optique (cf Louis et al. [58]) consiste à prélever trois échantillons cylindriques selon des axes perpendiculaires entre eux et de mesurer les propriétés physiques, ici la susceptibilité magnétique et la vitesse de propagation d'onde P, selon leurs diamètres et tous les 22.5 degrés (fig. 3.6). Chacun des échantillons est nommé par sa direction de prélèvement (X, Y ou Z) (notons que lorsqu'on voudra désigner dans les chapitres suivants les plans respectivement perpendiculaires aux axes de prélèvement, on adoptera la notation (X), (Y) et (Z)). Les échantillons prélevés ont les dimensions standard des échantillons utilisés en ASM (25 mm de diamètre et 22.5 mm de hauteur).

La répartition spatiale des directions mesurées est montrée sur la figure 3.7 en projection stéréo-

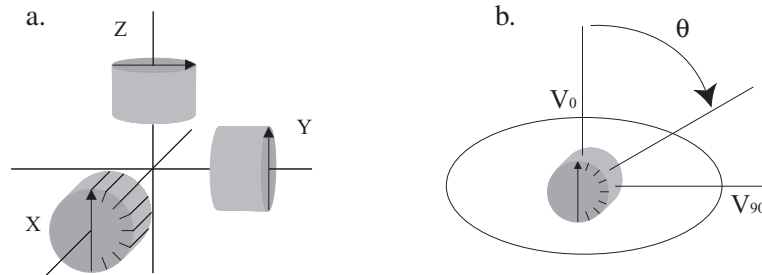


Fig. 3.6 - a. Trois échantillons d'axes perpendiculaires entre eux sont prélevés. b. Chacun des échantillons est mesuré dans son diamètre selon 8 directions décalées de 22.5 degrés.

graphique. Les trois parcours de mesure ont une direction commune deux à deux, ce recoupement est utilisée pour caler les courbes obtenues. Les mesures étant réalisées sur des échantillons différents, de légères variations de la propriété moyenne sont en effet souvent observées. Sur la figure 3.8, on présente le résultats de mesures réelles de vitesses d'onde P dans un grès. Les mesures faites sur l'échantillon Z correspondent aux valeurs des vitesses dans le plan de stratification. L'ordre des mesures respecte fidèlement les schémas fournis dans la figure 3.6. Le principe du calage est de déplacer deux de ces courbes (Y et Z), l'une restant fixe (X), afin de faire correspondre au mieux les trois paires de mesures correspondant aux directions redondantes. Appelons b et c les décalages opérés respectivement sur les courbes Y et Z. Le bon couple (b,c) est celui qui minimise la somme des écarts entre mesures faites aux positions communes. La recherche de ce couple est effectuée sur une grille de valeurs en chaque point de laquelle une erreur (somme des carrés des écarts) est calculée. Il ne reste plus ensuite qu'à prélever les coordonnées (b,c)

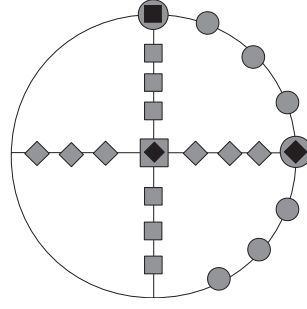


Fig. 3.7 - Répartition en projection stéréographique des directions de mesure. Les trois parcours de mesure correspondent à chaque fois à une série de 8 positions (deux parcours selon les plans verticaux (X) et (Y) et un dans le plan horizontal (Z)). On peut remarquer que ces parcours ont une position commune deux à deux

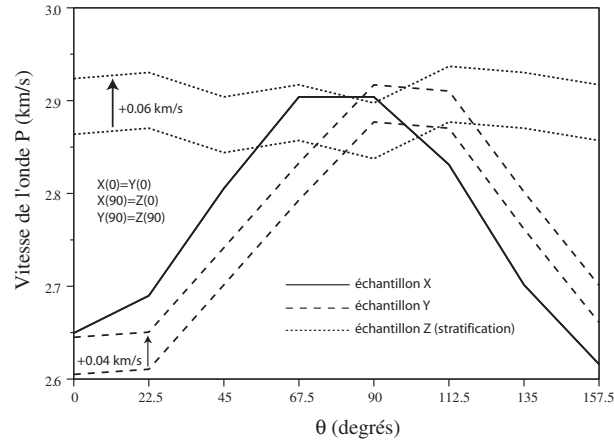


Fig. 3.8 - Exemple de calage entre trois profils de vitesses obtenus sur les échantillons X, Y et Z d'un grès. Les profils Y et Z sont décalés vers le haut de manière à minimiser les écarts entre mesures obtenues dans la même direction : la somme $(X(0) - Y(0))^2 + (X(90) - Z(0))^2 + (Y(90) - Z(90))^2$ est minimale.

correspondant à l'erreur minimale. Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 3.9. Après calage, on dispose de mesures 3D réalisées sur un échantillon virtuellement unique. Cette série de valeurs doit être à présent inversée de manière à tirer une forme simple représentant les axes principaux de la propriété mesurée et les grandeurs associées.

3.2.2 Inversion de mesures dérivant d'une propriété tensorielle de rang 2

Nous allons présenter ici la méthode d'inversion applicable à l'ensemble des propriétés physiques tensorielle de second rang, comprenant notamment la conductivité thermique, électrique, la perméabilité et la susceptibilité magnétique (Nye [66]). La prise en compte des incertitudes liées à la mesure puis au calcul (Hext, [38]) ainsi que leur mode de représentation seront ensuite décrits et présentés sous leur forme standard (Tauxe [85]).

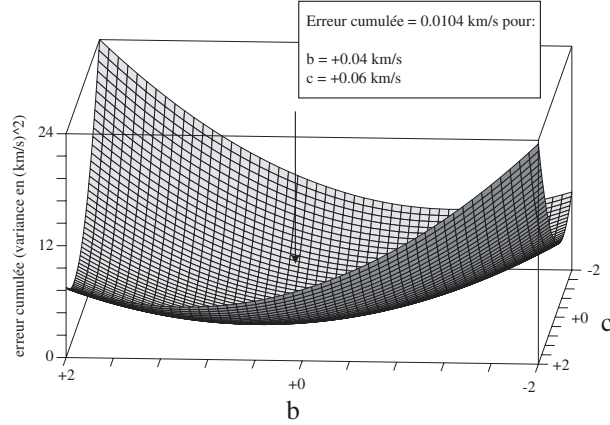


Fig. 3.9 - Variations de la somme des carrés des différences de vitesse aux points redondants pour différents couples (b, c) chaque paramètre variant de -2 km/s à $+2$ km/s par pas de 0.02 km/s.

Soit \mathbf{m} le tenseur représentatif d'une des propriétés physiques énoncées à l'instant, défini par :

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} A & D/2 & E/2 \\ D/2 & B & F/2 \\ E/2 & F/2 & C \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

La valeur mesurée de cette propriété le long d'un vecteur unitaire $\mathbf{v}_i(x_i, y_i, z_i)$ vaut :

$$m_i = (x_i \ y_i \ z_i) \cdot \begin{pmatrix} A & D/2 & E/2 \\ D/2 & B & F/2 \\ E/2 & F/2 & C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

ce qui peut aussi s'écrire :

$$m_i = Ax_i^2 + By_i^2 + Cz_i^2 + Dxiy_i + Ex_iz_i + Fy_iz_i \quad (3.4)$$

Pour un nombre n de mesures effectuées successivement dans les directions \mathbf{v}_1 à \mathbf{v}_n , on peut écrire le système suivant :

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ to \\ m_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_1^2 & y_1^2 & z_1^2 & x_1y_1 & x_1z_1 & y_1z_1 \\ \dots & \dots & \dots & to & \dots & \dots \\ x_n^2 & y_n^2 & z_n^2 & x_ny_n & x_nz_n & y_nz_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Soient \mathbf{M} le vecteur colonne contenant les mesures, \mathbf{Q} la matrice des produits des coordonnées et \mathbf{P} le vecteur des paramètres cherchés. \mathbf{P} est obtenu avec :

$$\mathbf{P} = ({}^t\mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q})^{-1} \cdot ({}^t\mathbf{Q}) \cdot \mathbf{M} \quad (3.6)$$

Les paramètres A à F peuvent alors être remplacés dans la matrice définie à l'équation 3.2, qui est ensuite diagonalisée de manière à en extraire les trois valeurs et vecteurs propres de la propriété.

A chacun de ces vecteurs propres est associée une incertitude provenant à la fois de la déviation standard σ liée aux mesures, et de la répartition spatiale des directions d'observation (ce dernier aspect est traité dans l'article joint où on compare les erreurs 'géométriques' entraînées par différentes combinaisons de directions de mesure). Cette incertitude se traduit, pour un axe donné, par une dispersion angulaire dans la direction des deux autres axes principaux sur une sphère de référence. Une méthode de calcul de ces ellipses de confiance est donnée par Hext [38] et reprise par Tauxe [85].

Soient les trois vecteurs propres \mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2 et \mathbf{p}_3 obtenus à l'issue de l'inversion et τ_1 , τ_2 et τ_3 les valeurs propres normalisées correspondantes (τ_1 est la valeur maximale, τ_2 la valeur intermédiaire et τ_3 la valeur minimale). On définit par ϵ_{12} l'angle de dispersion de \mathbf{v}_1 vers \mathbf{v}_2 , identique à ϵ_{21} l'angle de dispersion de \mathbf{v}_2 vers \mathbf{v}_1 . Trois angles sont alors à calculer :

$$\begin{aligned}\epsilon_{12} = \epsilon_{21} &= \pm \tan^{-1}(f\sigma/2(\tau_1 - \tau_2)) \\ \epsilon_{23} = \epsilon_{32} &= \pm \tan^{-1}(f\sigma/2(\tau_2 - \tau_3)) \\ \epsilon_{13} = \epsilon_{31} &= \pm \tan^{-1}(f\sigma/2(\tau_1 - \tau_3))\end{aligned}\tag{3.7}$$

avec

$$f = \sqrt{2(F_{(2,n_f);(1-p)})}\tag{3.8}$$

où $F_{(2,n_f)}$ est prélevée de la table de Fisher, n_f étant le degré de liberté ($n_f = N - 6$ avec N le nombre total de mesures) et $(1-p)$ le degré de confiance des ellipses (95%). La figure 3.10 montre un exemple de stéréogramme-type comportant les vecteurs propres d'une propriété quelconque ainsi que leurs ellipses de confiance respectives.

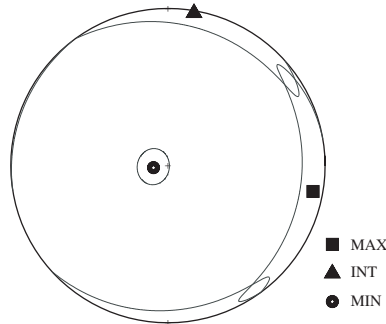


Fig. 3.10 - Stéréogramme-type représentant les trois axes principaux de propriété et les ellipses de confiance associées. La dispersion des ellipses dans le plan équatorial de la projection traduit un faible écart entre les valeurs maximale et intermédiaire.

3.2.3 Application aux vitesses d'onde P

Les vitesses d'ondes P et S d'un matériau élastique homogène peuvent être rigoureusement calculées à partir du tenseur C_{ijkl} des rigidités (cf chapitre 1), mais il est plus compliqué de remonter à ces coefficients à partir de mesures brutes. Lorsqu'une symétrie particulière apparaît (de type hexagonal ou orthorhombique), l'écriture de la matrice des rigidités se simplifie considérablement. Et dans le cas d'anisotropies de vitesse modérées ($< 20\%$), nous avons vu que des notations permettaient de calculer ces coefficients de façon simple à partir d'une série de mesures de vitesses réalisées dans plusieurs directions (voir chapitre 1 et aussi Thomsen [87], Tsvankin

[90] [91]). Mais ces expressions présupposent non seulement le choix d'une symétrie mais encore la connaissance de l'orientation dans l'espace des axes principaux de cette symétrie, ce qui n'est pas le cas dans les études structurales, où les microstructures des échantillons prélevés peuvent présenter tout type d'orientation. On propose donc d'appliquer aux mesures de vitesse la technique d'inversion qui vient d'être présentée. Cette technique, déjà utilisée dans les études d'ASM, a l'avantage de fournir rapidement des valeurs et des directions principales, la propriété pouvant supporter par la suite les opérations classiques de l'algèbre des matrices carrées (changement de repère, inversion, composition avec d'autres tenseurs, ...). Il est nécessaire, avant d'appliquer cette méthode aux vitesses d'onde P, d'évaluer l'erreur produite lors de l'inversion des mesures par la méthode tensorielle. La démarche proposée est la suivante. Considérons le cas simple d'une isotropie transverse (ce qui permet de réduire le problème à deux dimensions). La notation de Thomsen [87] fournit les valeurs de V_P en fonction de l'angle θ que fait la direction d'observation avec la normale au plan isotrope :

$$V_P = \alpha_0(1 + \delta \sin^2\theta \cos^2\theta + \epsilon \sin^4\theta) \quad (3.9)$$

α_0 est la vitesse mesurée pour $\theta = 0$ et δ et ϵ sont des fonctions des modules élastiques du milieu (ϵ exprime l'anisotropie totale tandis que δ influe sur la forme de variation des vitesses). On propose de calculer une série de vitesses à l'aide de l'équation 3.9, puis de les inverser comme une propriété tensorielle. Une fois obtenu, le tenseur est appliqué dans les deux directions principales de la forme de départ et une erreur valant la somme des écarts entre vitesses de départ et vitesses déduites du tenseur dans ces directions est calculée. Le résultat de cette opération est illustré

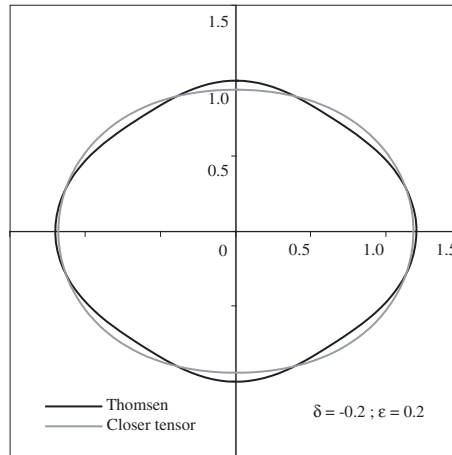


Fig. 3.11 - La courbe noire correspond aux vitesses d'onde P calculées à l'aide de l'expression de thomsen pour $\delta = -0.2$ et $\epsilon = 0.2$. Ces vitesses sont rééchantillonnées et inversées de manière à définir le pseudo-tenseur de vitesse le plus proche. Une fois appliqué dans toutes les directions celui-ci fournit la courbe grise qu'on compare à la précédente.

sur la figure 3.11. La courbe noire montre l'évolution des vitesses d'après l'équation 3.9 pour $\delta = -0.2$, $\epsilon = 0.2$ et $V(0) = 1$. La courbe grise représente les vitesses déduites du tenseur calculé à partir des mesures de la courbe noire. Ici, les valeurs propres du 'meilleur tenseur' déduit de la courbe noire sont (0.94, 1.18) au lieu de (1, 1.2). L'expression de l'erreur qu'on calcule est la

suivante :

$$e = \frac{1}{2} \left(\frac{|V_{Thomsen}(\theta = 0) - V_{tenseur}(\theta = 0)|}{V_{Thomsen}(\theta = 0)} + \left(\frac{|V_{Thomsen}(\theta = \pi/2) - V_{tenseur}(\theta = \pi/2)|}{V_{Thomsen}(\theta = \pi/2)} \right) \right) \quad (3.10)$$

Dans le cas de la figure 3.11, cette erreur vaut donc environ 4%. Nous allons voir que dans la plupart des cas naturels, l'erreur se trouve nettement en deçà de celle qui vient d'être calculée. Si on reproduit ce calcul pour une grille de couples (δ, ϵ) , on peut tracer un abaque des erreurs propagées par la méthode utilisée pour des couples quelconques. C'est ce qui est montré dans la figure 3.12 sur laquelle ont été ajoutées des données publiées par Thomsen [87] (grès) et par Wang [97] (grès et carbonates). On peut constater que la grande majorité de ces données se situe dans une zone d'erreur inférieure à 1%, ce qui nous permet de valider de façon convaincante le recours à un pseudo-tenseur des vitesses d'onde P.

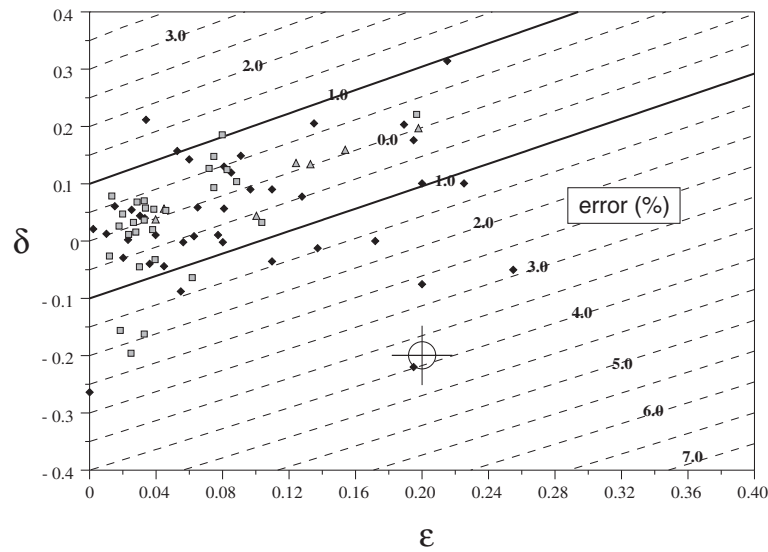


Fig. 3.12 - Pour chaque couple de valeurs (δ, ϵ) , la procédure de la figure 3.11 est reproduite et l'erreur e définie dans le texte est calculée. Le canevas obtenu permet de comparer des données disponibles aux écarts prévisibles en cas d'inversion par la méthode tensorielle. Ces données ont été obtenues dans des roches sédimentaires (grès et carbonates) par Thomsen [87] (losanges) et Wang [97] (carrés et triangles) : elles se situent en grande majorité dans une zone comprise entre 0% et 1% d'erreur. La croix cerclée correspond à l'exemple donné dans la figure précédente. En ce point, l'erreur associée est un maximum pour les cas réels, et par conséquent la différence de forme entre les deux courbes de la figure 3.11 aussi.

3.3 Analyse des microstructures

Nous présentons ici les techniques d'analyse microstructurale utilisées dans les chapitres suivants. Dans ce travail, l'observation des microstructures a essentiellement pour but de dégager dans la texture une ou plusieurs orientations préférentielles pouvant être mises en relation avec les anisotropies mesurées. Les trois techniques - qui ont été appliquées dans les exemples qui suivent à des images acquises au microscope optique - sont :

- La cartographie de porosité
- L'analyse d'objets (taille, forme, orientation)
- L'autocorrélation d'image

Ces analyses étant réalisées sur des surfaces, elles ne reflètent que partiellement la réalité du milieu à trois dimensions étudié. En particulier, les porosités mesurées sur ces images, hormis le fait que le traitement qui précède la mesure soit déjà source d'erreurs, sont reliées dans l'hypothèse de cavités sphériques par un rapport 3/2 à la porosité volumique. Cela implique qu'une mesure de porosité réalisée sur une surface ne fournit jamais la valeur réelle de la porosité volumique. De même, lorsque on déterminera l'allongement préférentiel d'un élément de la microstructure (pore ou grain), on fera implicitement l'hypothèse que cet élément moyen présente en volume une symétrie de révolution d'axe perpendiculaire à la direction d'allongement identifiée. Des techniques permettent de restituer les caractéristiques spatiales d'un élément à partir d'analyses effectuées sur un certain nombre de sections. Cependant, la démarche suivie dans ce travail n'aura pas pour objectif de fournir une description 3D des éléments analysés, mais plutôt d'identifier le caractère anisotrope éventuel de ces éléments dans des sections choisies à partir de mesures de propriétés physiques.

3.3.1 Cartographie de porosité

La cartographie de porosité facilite l'observation de l'aspect du réseau poreux à l'échelle d'une image entière. Elle permet d'en évaluer l'hétérogénéité (zones de plus ou moins grande porosité) et de voir si celle-ci présente une organisation particulière (par exemple, empilement de couches de porosités différentes orientant les circulations de fluides). Partant d'un lame mince extraite d'un échantillon préalablement imprégné de résine sous vide, différentes techniques d'observation peuvent être utilisées en microscopie optique. La figure 3.13.a. correspond à une image obtenue en lumière transmise naturelle. La même image acquise en lumière réfléchie est montrée sur la figure 3.13.b. Cette image est binarisée par seuillage de manière à identifier les pixels appartenant à la porosité. Enfin, on calcule la porosité dans des fenêtres glissantes de 100 pixels de côté, le pas de déplacement étant de 4 pixels (l'image présentée a 768 pixels de côté). Cette porosité est calculée par $\phi = \text{surface(pores)} / \text{surface(fenêtre)}$ et affectée au centre de la fenêtre glissante. Sur une nouvelle image (fig. 3.13).d., on représente les variations de la porosité sous forme de courbes isovaleurs sur l'ensemble du domaine investigué.

3.3.2 Analyse d'objets

Le logiciel ImageJ utilisé pour l'analyse d'objets en dimensions et orientation est un logiciel libre développé par le National Institute of Health (NIH) américain. Dans les roches granulaires étudiées l'opération préliminaire de contourage des grains est effectuée manuellement sous Adobe Illustrator. C'est l'image formée par l'ensemble de ces contours qui est traitée par ImageJ. Un exemple de cette opération est montré dans la figure 3.14.a. qui correspond à une zone extraite de

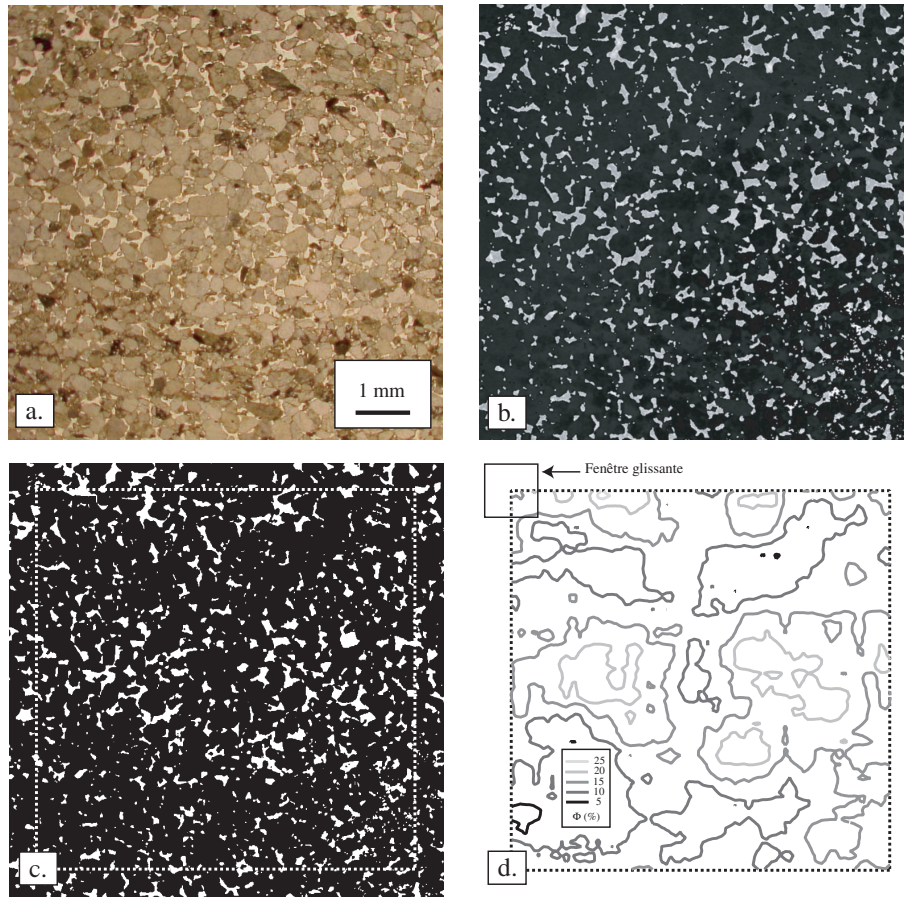


Fig. 3.13 - Exemple de réalisation d'une carte de porosité. a. Image en lumière naturelle (référence). b. Image en lumière réfléchie : la porosité, qui est imprégnée, contraste avec les grains. c. Même image que b. binarisée pour le comptage des pixels appartenant à la porosité. d. Carte finale de la porosité après calculs réalisées au centre d'une fenêtre glissante de 100 pixels de côté par pas de 4 pixels (côté image = 768 pixels)

l'image précédente (fig. 3.13.a.). Dans cette zone, les grains sont contourés un à un (fig.3.14.b.). Ces contours sont ensuite isolés (fig. 3.14.c.) et ImageJ calcule pour chacun sa surface, les paramètres de la meilleure ellipse le représentant et l'orientation de son grand axe par rapport à l'horizontale de l'image (fig. 3.14.d.). Toutes ces valeurs sont placées dans un tableau dont on tire des histogrammes comme celui qui est présenté sur la figure 3.15 (ici la distribution de l'orientation des ellipses de grains). Cette méthode est aussi applicable aux fissures et aux contacts intergranulaires, mais dans ce cas de simples traits se substituent aux contours de grains.

3.3.3 Autocorrélation d'images

La technique d'autocorrélation calcule la similitude d'une image avec elle-même lorsque celle-ci est dédoublée, et le double décalé dans toutes les directions. Sur la figure 3.16, prélevons une portion (2) d'une image fixe (1). La portion (2) est déplacée sur toute la surface de (1) et, à chaque pas, un coefficient de corrélation est calculé. Tant que la portion (2) ne se recouvre pas

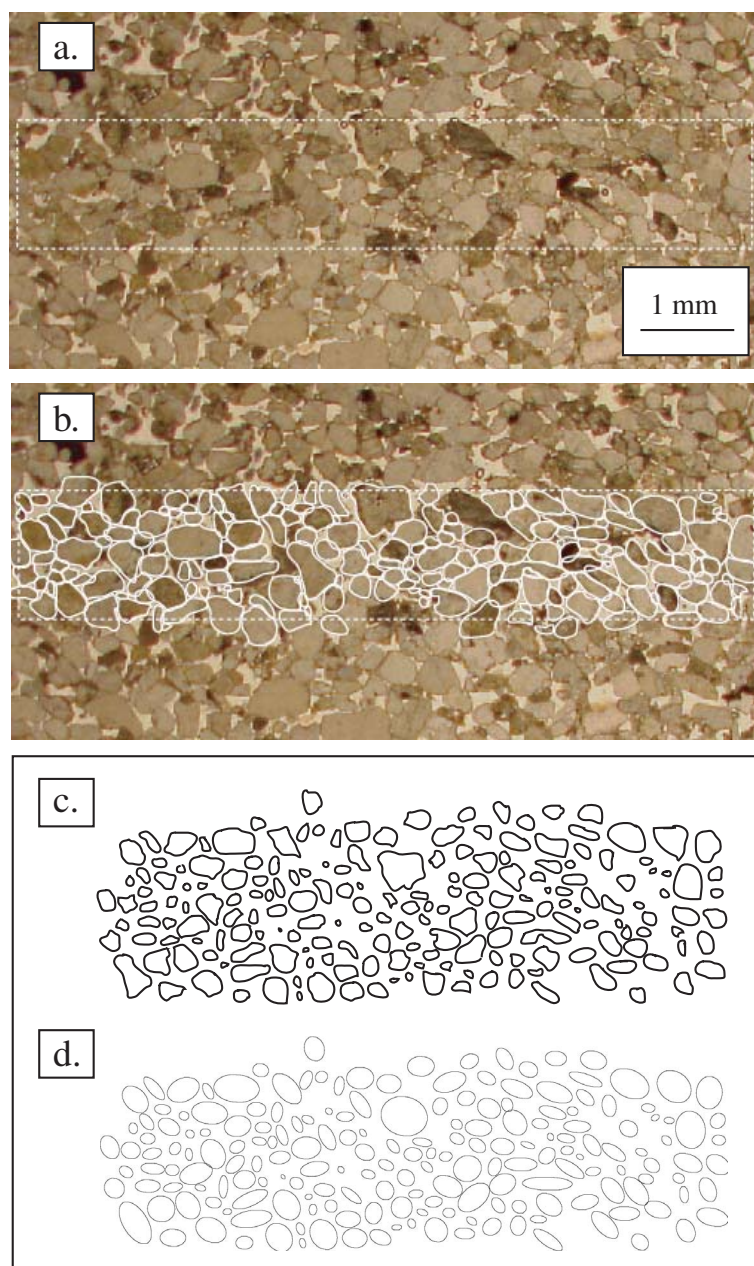


Fig. 3.14 - Différentes étapes du contourage d'un groupe de grains. a. Délimitation de la zone de contourage. b. Contours. c. Isolement. d. Approximation de la forme des grains par des contours elliptique (ImageJ).

elle-même, cette corrélation reste faible. En revanche, une fois recouverte, celle-ci est maximale. On peut utiliser cette technique lorsqu'on cherche dans une image un objet dont on connaît la forme mais pas la(les) position(s). Prélevons maintenant l'image entière (fig.3.17). La corrélation est maximale lorsque les deux images sont parfaitement superposées, et diminue rapidement lorsqu'on s'éloigne de cette position.

La technique d'autocorrélation peut être utilisée pour mettre en évidence une anisotropie de forme des pores. Elle consiste à calculer la fonction d'autocorrélation sur une image binaire

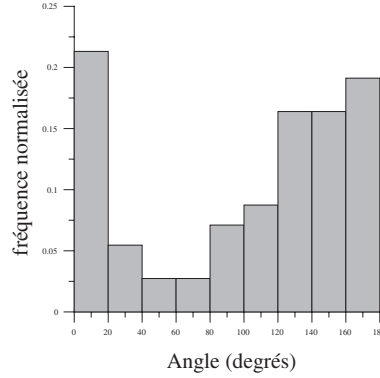


Fig. 3.15 - Distribution angulaire des grands axes des ellipses (les classes à 0 et 180 degrés correspondent à un allongement horizontal des ellipses).

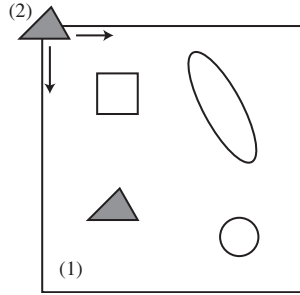


Fig. 3.16 - Une portion de l'image (1) est déplacée sur cette dernière. En chaque point, un coefficient de corrélation est calculé. Cette corrélation est maximale lorsque la portion (2) se recouvre exactement

obtenue à partir d'une lame mince (Panozzo-Heilbronner [68], Pfeiderer et Halls [69]). La définition mathématique de la fonction d'autocorrélation dans un espace à deux dimensions est la suivante. Soit $\Omega(x, y)$ une fonction définie en tout point du plan Oxy . On définit la fonction d'autocorrélation $C_{\vec{u}}(r)$ à la distance r dans la direction donnée par le vecteur unitaire $\vec{u}(u_x, u_y)$ par :

$$C_{\vec{u}} = \iint \Omega(x, y) \cdot \Omega(x + ru_x, y + ru_y) dx dy \quad (3.11)$$

C'est une quantité scalaire qui dépend de la distance de corrélation r et de la direction d'investigation. On peut appliquer cette définition à une distribution caractérisant le milieu poreux : il s'agit de la distribution appelée 'fonction indicatrice de pores' telle que $\Omega(x, y) = 1$ si le point $M(x, y)$ se trouve dans un pore et $\Omega(x, y) = 0$ si le point $M(x, y)$ se trouve dans un grain. En pratique l'établissement de la fonction d'autocorrélation revient dans le cas d'images binaires à superposer l'image avec elle-même décalée d'un certain nombre de pixels dans les deux directions de références (fig. 3.18.a.). La figure 3.18.b. illustre schématiquement ce qui se passe pour un décalage suivant la direction horizontale et met en évidence la notion de distance de corrélation. Les carrés noirs représentent les pixels associés aux grains, et les carrés blancs correspondent aux pixels associés aux pores. Pour un décalage nul, on a évidemment une corrélation parfaite, puis la valeur de la fonction de corrélation décroît autour du point central avec le décalage. On constate que plus un pore est allongé, plus la distance sur laquelle la corrélation est préservée

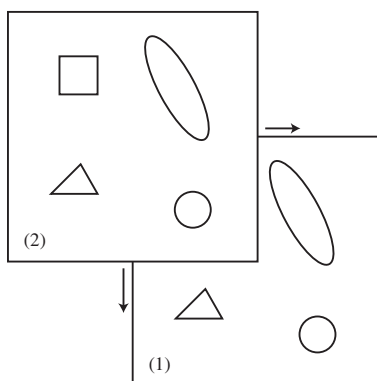


Fig. 3.17 - Les images (2) et (1) sont identiques. La corrélation entre les deux images est maximale lorsque celles-ci sont superposées et diminue progressivement avec l'augmentation du décalage.

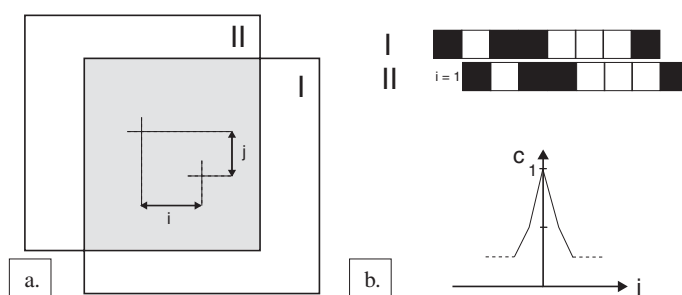


Fig. 3.18 - Principe de l'autocorrélation. a. Deux images identiques sont décalées pixel par pixel dans les directions x et y . b. Cas le plus simple d'autocorrélation d'une ligne binaire. Lorsque le décalage est nul ($i = 0$), la corrélation vaut 1. Au fur et à mesure que le décalage augmente, les pixels blancs perdent progressivement leur vis-à-vis.

est grande (correspondance entre pixels blancs). La fonction d'autocorrélation a globalement l'allure donnée sur la figure 3.19 : elle tend vers une asymptote nulle à partir de la distance de corrélation relative à l'allongement moyen des pores, distance qui varie en fonction de la direction d'observation lorsque les pores ont une orientation préférentielle. Cela se traduit sur la Figure 3.20 par une ellipticité des courbes de niveaux représentant la fonction d'autocorrélation dans la zone centrale (c'est-à-dire aux faibles distances de corrélation). Le facteur de forme de ces courbes de niveaux est une mesure de l'anisotropie de forme des pores, d'où l'intérêt de cette méthode.

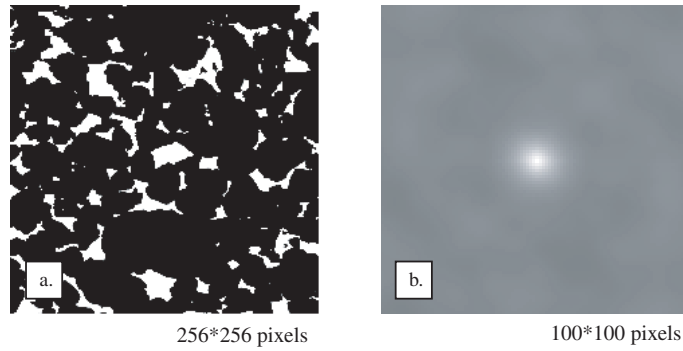


Fig. 3.19 - Exemple d'autocorrélation. a. Image binaire de la porosité. b. Image d'autocorrélation correspondante. Un écart maximal de 50 pixels est effectué par rapport au centre de l'image.

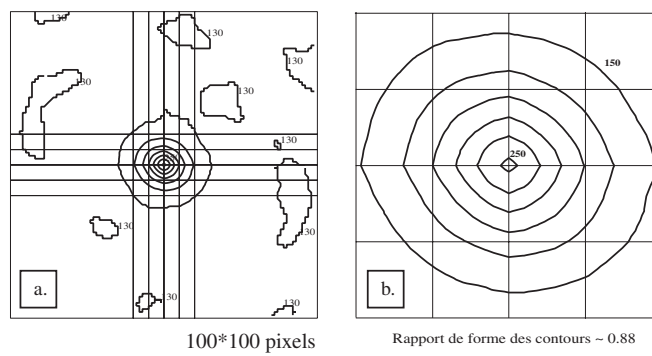


Fig. 3.20 - a. Courbes de niveau du pic d'autocorrélation. Les valeurs sont en niveau de gris sachant que 255 correspond à une corrélation parfaite. b. le rapport entre rayons vertical et horizontal de la courbe 150 vaut environ 0.88 : la porosité est donc préférentiellement allongée selon l'horizontale de l'image.

3.4 Publication No1 (insérée en annexe B.1.)

A single method for the inversion of anisotropic data sets with application to structural studies

Laurent LOUIS, Philippe ROBION, Christian DAVID

Soumis à Journal of Structural Geology

Abstract

In this paper, a unified method to analyse magnetic susceptibility and P-wave velocity data is proposed, assuming that both measurement sets can be described by a second rank tensor, which is rigorously true only for the magnetic data. For the velocity data, this hypothesis is discussed by estimating the error made during inversion with respect to theoretical estimations for transverse isotropic media. We find that the error mostly falls below 1% for simulations on published experimental data for several sandstones and limestones. Therefore our analysis promotes the use of a unique and simple method to analyse anisotropy from different data sets in structural applications. We also discuss the best strategy for data sampling in order to get a comprehensive knowledge of the anisotropic behaviour of rocks in structural studies. The method is applied to a ramp-related fold structure in the Corbières (France) : we emphasize that combining data sets for different physical properties and using a single inversion scheme leads to a better understanding of the deformation processes at the microstructural scale.

Etude de deux grès non déformés : Bentheim et Rothbach

Sommaire

4.1	Introduction	47
4.2	Propriétés élastiques, magnétiques et électriques	50
4.3	Microstructures	51
4.3.1	Anisotropie de l'espace poreux dans le grès de Bentheim	51
4.3.2	Anisotropie de cimentation dans le grès de Rothbach	52
4.4	Synthèse et discussion	59
4.4.1	Deux hypothèses confirmées	59
4.4.2	Contributions de second ordre	60
4.4.3	Conséquence des anisotropies mesurées sur les propriétés mécaniques des matériaux ayant un plan de symétrie apparent	62
4.5	Publication No2 (insérée en annexe B.2.)	65
4.6	Publication No3 (insérée en annexe B.3.)	66

4.1 Introduction

Le bloc de grès de Bentheim qui a été étudié provient de la carrière allemande de Romberg. Il constitue notamment le matériau du plus grand réservoir pétrolier d'Europe du Nord-ouest (réservoir de Schoonebeek aux Pays-bas). Utilisé aussi en construction, ce grès de couleur beige et d'aspect homogène (fig.4.1) est constitué quasiment entièrement de quartz. Il a déjà été l'objet d'analyses pétrologiques (Van Baaren [92] ; Schutjens [78]) et d'études mécaniques en compression triaxiale (cf Klein [55] [54]). Sa composition minéralogique ainsi que quelques autres caractéristiques générales sont données dans le tableau 4.1. On peut également se reporter à la figure 4.2 qui fournit les distributions des diamètres moyens de grains pour le grès de Bentheim (4.2.a.) et pour le grès de Rothbach (4.2.b. et 4.2c.). Ce dernier, aussi largement utilisé comme pierre de construction, est un grès rougeâtre entrecoupé de fines lamines sombres. Ce grès fait partie des grès vosgiens (Trias inférieur) qu'on trouve facilement à l'affleurement dans le nord-est de la France. Comme le grès de Bentheim, il est montré figure 4.1 et décrit globalement dans le tableau 4.1 et la figure 4.2. Le comportement mécanique du grès de Rothbach a été étudié en compression triaxiale par Bésuelle [17], Zhu et Wong [101], Zhu et al. [100], Wong et al. [99], Baud et al. ([9], soumis). Ces derniers articles comportent des expériences de

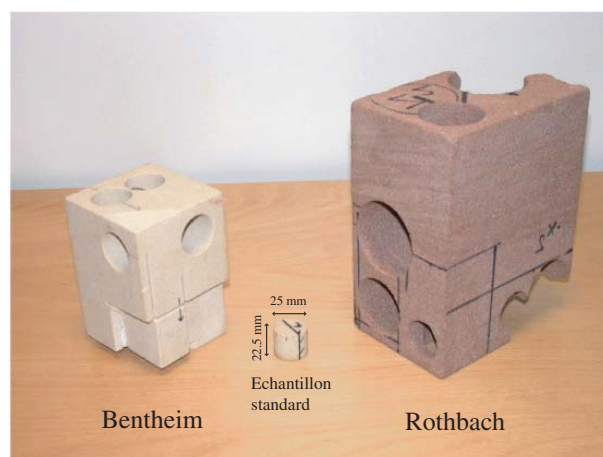


Fig. 4.1 - Blocs de grès de Bentheim et de Rothbach carottés dans trois directions perpendiculaires. Le grès de Bentheim présente un aspect homogène tandis que le grès de Rothbach comporte de fines laminations sombres.

	Bentheim	Rothbach 1 / 2
Composition	Quartz 95%, Kaolinite 3%, Feldspath 2%	Quartz 68%, Feldspath 16% Oxydes & mica 3%, Argiles ~12%
Porosité	24.5 ± 0.18	21.7 ± 0.83
Diamètre apparent moyen des grains (μm)	220	220 / 180
Ellipticité moyenne des grains (min/max)	0.70	0.67 / 0.67

Tab. 4.1 - Composition minéralogique, porosité, diamètre moyen et ellipticité moyenne des grains de grès de Bentheim et de Rothbach. Les compositions des grès ont été obtenues respectivement par Van Baaren (diffraction X, [92]) et Wong et al. (analyse sur lame mince, [99]). Le grès de Rothbach comporte des zones de grande (1) et faible (2) porosité qui sont analysées séparément en granulométrie

chargement réalisées sur des cylindres prélevés parallèlement et perpendiculairement au plan de stratification (plan matérialisé par les lamines de la figure 4.1). Indépendamment du mode de déformation subi pendant les expériences (rupture ou compaction cataclastique), les échantillons se sont systématiquement montrés plus fragiles et moins résistants parallèlement au plan de stratification. Ce résultat est repris sur la figure 4.3, extraite de Baud et al. ([9], soumis) (ces données complètent les mesures présentées dans Wong et al. [99]), où l'enveloppe de compaction cataclastique des cylindres prélevés verticalement contient celle des échantillons dont l'axe est situé dans le plan de stratification.

Qu'en est-il des autres propriétés physiques ? Compte-tenu du caractère sédimentaire marqué du grès de Rothbach et des derniers résultats obtenus en compression dans et perpendiculairement au plan de stratification, on s'attend à y observer d'importantes anisotropies, au moins vis-à-vis des propriétés élastiques (vitesses de propagation des ondes P).

En revanche, on ne dispose pas de données comparables pour le grès de Bentheim, dont on est peu tenté par ailleurs de soupçonner l'anisotropie mécanique et élastique étant donnée l'absence de

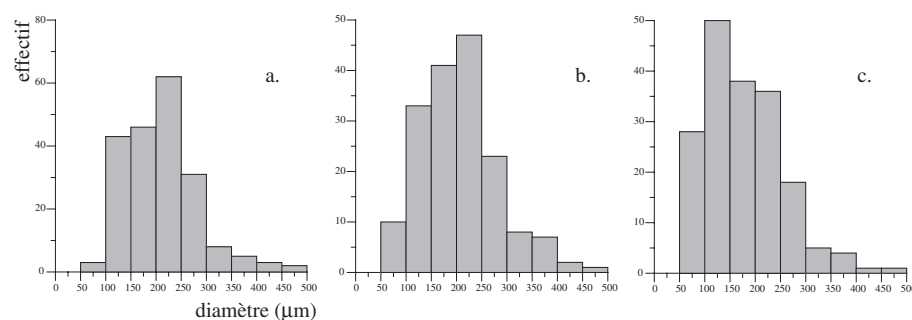


Fig. 4.2 - Distribution des diamètres moyens apparents des grains dans les grès de Bentheim et de Rothbach. a. : Grès de Bentheim. b. et c. : Grès de Rothbach respectivement dans les zones de grande et faible porosité.

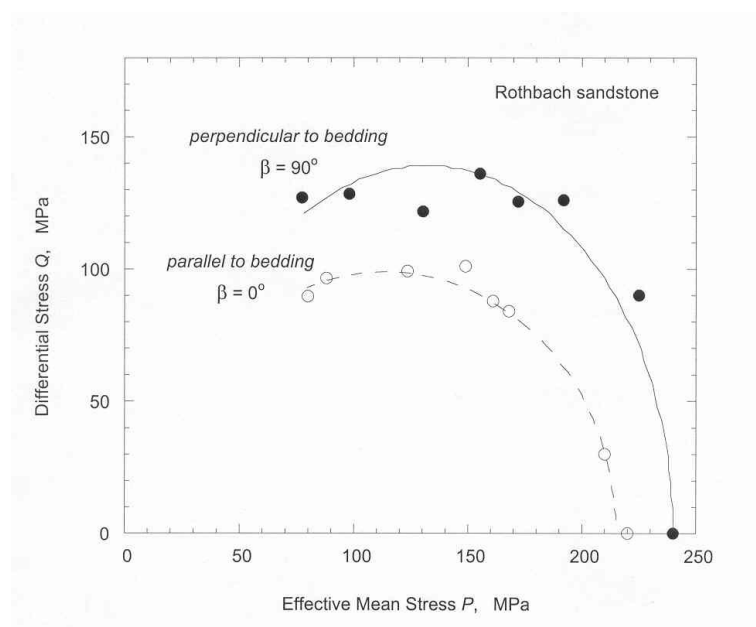


Fig. 4.3 - Compaction de cylindres de grès de Rothbach prélevés dans deux directions perpendiculaires. D'après Baud et al. (2003, submitted). Enveloppes de compaction cataclastique. Ronds noirs : échantillons prélevés perpendiculairement au plan de stratification ; ronds blancs : échantillons prélevés parallèlement au plan de stratification.

stratification à l'échelle macroscopique. Nous allons pourtant voir que ce dernier présente la plus grande anisotropie de vitesse de propagation d'ondes ultrasoniques. En concluant cette partie, qui comporte d'autres mesures d'anisotropies de propriétés physiques, un volet modélisation pour les propriétés élastiques ainsi qu'une étude microstructurale, on soulignera l'importance d'envisager par défaut les roches comme des milieux anisotropes, quel que soit leur aspect macroscopique ou état de déformation supposé.

4.2 Propriétés élastiques, magnétiques et électriques

Les résultats de cette étude ont été publiés dans la revue *Tectonophysics* sous le titre 'Comparison of the anisotropic behaviour of undeformed sandstones under dry and saturated conditions' par L. Louis, C. David et P. Robion. Il figure sous sa forme définitive en Annexe B.2. Nous allons ci-dessous résumer son contenu, avant de le compléter par des observations microstructurales. L'étude des deux grès a été menée en suivant le protocole détaillé dans le chapitre précédent, consistant à mesurer temps de propagation d'ondes ultrasoniques et susceptibilité magnétique autour des diamètres de trois échantillons prélevés dans des directions perpendiculaires entre elles. Les conductivités électriques ont été pour leur part seulement mesurées selon l'axe de prélèvement. Les deux grès se sont montrés anisotropes vis-à-vis des propriétés qui ont été mesurées. La figure 4.4 qui suit résume l'essentiel des résultats présentés dans l'article. Dans le grès de

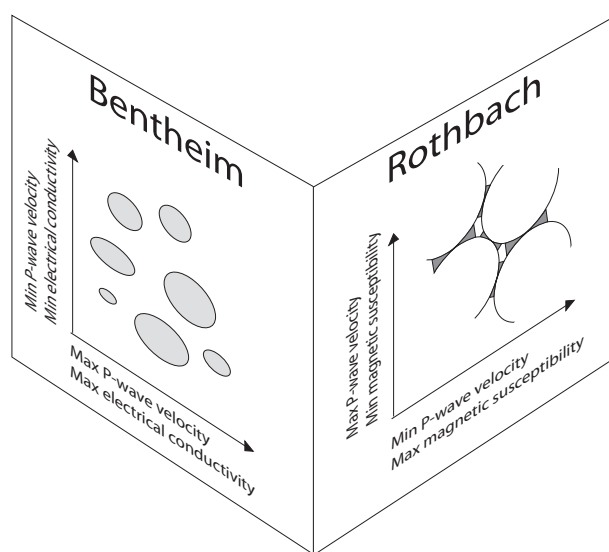


Fig. 4.4 - Résumé de principaux résultats obtenus par Louis et al. [58]. Alors que les anisotropies mesurées dans le grès de Bentheim seraient contrôlées par un allongement préférentiel des pores, celles du grès de Rothbach seraient dues à une tendance des contacts à être préférentiellement assurés selon le plan de stratification

Bentheim, les anisotropies mesurées ont été associées à un allongement préférentiel de la porosité sur la base d'une diminution de l'anisotropie des vitesses d'onde P après saturation en eau et d'une conductivité électrique maximale parallèlement au plan de stratification. Les mesures de susceptibilité magnétique dans le grès n'ont pour leur part donné aucun résultat satisfaisant en terme d'anisotropie (cf article). Dans le grès de Rothbach, on a observé au contraire une anisotropie de susceptibilité magnétique claire, définissant une fabrique purement sédimentaire. Par ailleurs, une augmentation de l'anisotropie des vitesses après saturation, associée à une situation du maximum des vitesses en pôle de stratification nous a amené à supposer que la matrice était responsable des anisotropies mesurées, et plus précisément, un ciment argileux paramagnétique préférentiellement orienté parallèlement au plan de stratification. Les comportements observés ont par la suite été approchés par :

- Le modèle de Kachanov [52] pour un milieu isotrope contenant une famille d'inclusions elliptiques parallèles entre elles (Bentheim)

- Le modèle granulaire de sphères cimentées de Dvorkin [25] auquel nous avons appliqué un rayon de cimentation variant avec l'azimut de la mesure (Rothbach)

D'après le modèle de Kachanov, l'anisotropie du module d'onde P mesuré en milieu sec dans le grès de Bentheim correspond à un rapport de forme des inclusions d'environ 0.75. On avait calculé un rapport de 0.86 entre les facteurs de formation vertical et horizontal, paramètres en principe liés à la géométrie du réseau poreux. En introduisant un rayon de cimentation variable dans le modèle de Dvorkin, on a pu retrouver l'anisotropie des vitesses mesurée dans le grès de Rothbach en condition saturée pour un rapport entre rayons cimentés vertical et horizontal de 0.85. A chaque fois, une anisotropie modérée d'un des paramètres microstructuraux présents a donc permis de retrouver théoriquement celle qui avait été mesurée.

4.3 Microstructures

L'étude microstructurale qui a succédé aux mesures physiques avait pour objectif de tester les hypothèses concernant l'origine des anisotropies observées dans les deux grès. On propose donc d'organiser cette partie en reprenant les deux propositions qui avaient été retenues.

4.3.1 Anisotropie de l'espace poreux dans le grès de Bentheim

Nous nous sommes d'abord intéressés à la caractérisation de l'hétérogénéité de microstructures telle qu'elle apparaît en lame mince. A cette fin, une cartographie de la porosité a été effectuée en suivant la méthode détaillée dans le chapitre précédent. On montre figure 4.5 trois cartes de porosité d'environ 5 mm de côté obtenues dans le grès de Bentheim. On peut observer sur chaque image d'importants contrastes de porosité, celle-ci variant entre 5% et 30%. Les porosités moyennes par images valent respectivement 16.3%, 21.6% et 17.5%, l'écart avec la porosité volumique moyenne obtenue par triple pesée (24.5%) étant liée à la définition du seuil de discrimination entre porosité et matrice lors de la binarisation des images.

Malgré des variations latérales importantes de la porosité, on n'observe pas de structuration particulière évidente directement comparable aux mesures qui ont été réalisées avant. La méthode d'autocorrélation d'image qui a été présentée dans le chapitre précédent permet en revanche d'estimer statistiquement l'allongement éventuel du réseau poreux. Nous avons réalisé l'autocorrélation de trois images montrées plus haut. Les rapports de forme (rayon vertical / rayon horizontal du pic d'autocorrélation) des contours obtenus valent respectivement 0.92, 0.91 et 0.99, révélant bien l'anisotropie de l'espace poreux.

On rappelle que le modèle de Kachanov nous avait amené à suggérer un rapport de forme des pores autour de 0.75. Si le développement préférentiel du réseau poreux a bien été observé, nous n'avons pas montré que la matrice ne présentait pas elle-même une anisotropie intrinsèque. Pour ce faire, nous avons étudié statistiquement l'orientation des grands axes de grains ainsi que celle des contacts intergranulaires. Les distributions correspondantes sont montrées sur la figure 4.6. L'orientation des grains peut être associée à un allongement préférentiel de matière dont le cas limite est le milieu stratifié, milieu dans lequel la rigidité maximale (non la compétence) est présentée parallèlement au plan de stratification. Au contraire, si les contacts intergranulaires sont plus nombreux parallèlement au plan de stratification et moins nombreux perpendiculairement à celui-ci, alors on peut envisager qu'un meilleur contact global et donc un maximum de rigidité soient présentés par le grès lors d'une compression uniaxiale perpendiculaire au plan de stratification (voir par exemple Anandarajah [1]). Ces conséquences seront davantage développées dans la partie suivante (grès réservoir) où, contrairement au cas présent, les anisotropies observées sont difficilement attribuables au premier ordre à une seule caractéristique microstructurale, et

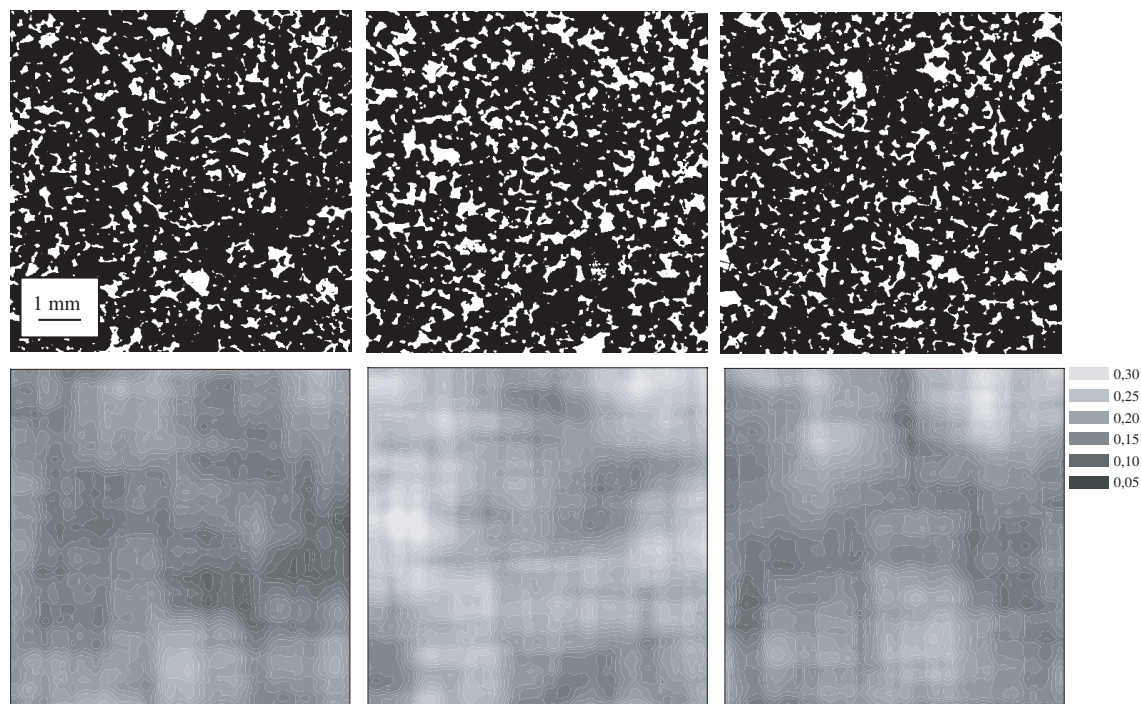


Fig. 4.5 - Cartes de porosité obtenues sur une lame mince du grès de Bentheim

où on tente de réunir toutes les données obtenues dans un modèle commun.

Si on considère les distributions données figure 4.6, on constate que les grains du grès de Bentheim présentent une anisotropie d'orientation relativement importante. Les orientations des contacts intergranulaires, pour leur part, se distribuent de manière quasiment isotrope (les histogrammes comportant 9 classes, l'isotropie est obtenue lorsque celles-ci valent 0.11). L'effet présumé de l'orientation selon le plan de stratification des grands axes des grains étant de placer les maxima de vitesse dans le plan de stratification, on pourrait parler ici de superposition ou d'interaction constructive entre les fabriques en présence (pores et grains), l'anisotropie supplémentaire présentée par les grains semblant participer à combler la différence existant entre le rapport mesuré par autocorrélation (0.94 en moyenne) et celui obtenu à l'aide du modèle de Kachanov (0.75).

4.3.2 Anisotropie de cimentation dans le grès de Rothbach

L'hypothèse de l'anisotropie de répartition du ciment dans le grès de Rothbach a été formulée en considérant que cette roche était homogène. Mais on peut la diviser à l'échelle macroscopique en deux types de zones, distinguant les laminations du reste de la roche. Les figures 4.7 et 4.8 montrent respectivement une image de lame mince prise en lumière naturelle et une autre obtenue sur un échantillon cylindrique au scanner à rayons X. Dans l'une comme dans l'autre, on peut observer un contraste de densité important entre les deux types de zones. Les porosités correspondantes ont été analysées comme précédemment. On montre dans la figure 4.9 deux images obtenues en lumière réfléchie et les cartes de porosité calculées. Ici, il est aisé de distinguer les zones par leurs porosités apparentes, celles-ci valant respectivement 16.6% et 10% dans la première image et 10.8% et 3.7% dans la seconde. A nouveau, ces valeurs sont à la fois faibles devant la porosité volumique (21.7%) et différentes d'une image à l'autre, mais une structuration

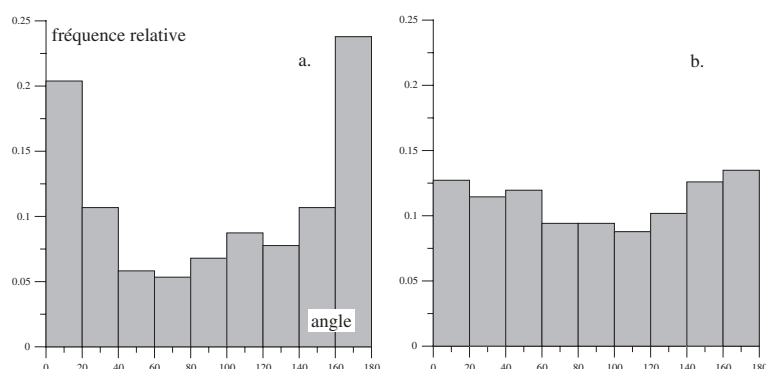


Fig. 4.6 - *a. Distribution en fréquences relatives des grands axes des grains dans le grès de Bentheim (angle en degrés par rapport au plan de stratification)(206 grains). b. Même chose pour les contacts intergranulaires (816 contacts)*

claire de la porosité a été identifiée. Mais si une stratification a été mise en évidence en terme de porosité et donc de rigidité, cette observation n'est pas suffisante pour expliquer pourquoi les vitesses d'onde P peuvent se propager plus rapidement perpendiculairement à l'allongement des lamines.

Dans le but de mettre en évidence d'éventuelles différences de composition, une mosaïque d'image a été acquise au MEB en électrons rétrodiffusés. Elle est présentée sur la figure 4.10. Deux niveaux de gris distinguent les grains de quartz des grains de feldspath (cf histogramme incrusté). Une bande dense est à nouveau visible. On peut encore mesurer les porosités respectives des deux types de zones, celles-ci valant en moyenne 14.4% et 7.8%. Ici, on remarque que la lamine concentre en fait des phases riches en fer et titane, observation d'une grande importance puisque ces phases sont susceptibles d'être à l'origine du signal magnétique mesuré. On rappelle que l'anisotropie de susceptibilité magnétique peut être due à une anisotropie cristalline, de forme ou encore de répartition de la minéralogie magnétique. Dans ce cas, l'anisotropie de susceptibilité magnétique mesurée pourrait être le fait de la répartition préférentielle d'oxydes de fer et de titane dans les lamines, et il ne serait par conséquent pas nécessaire d'invoquer la répartition anisotrope d'un ciment argileux paramagnétique.

Nous avons observé en détail l'aspect et la composition du grès à l'échelle de quelques grains, à la fois dans les zones de forte et de faible porosité. Sur la figure 4.11, on montre à gauche des images obtenues au MEB (1.) et à droite une reconstruction de l'espace poreux réalisée à partir d'images obtenues en microscopie laser confocale (2.). Parmi les images MEB, on peut voir pour chaque zone deux types d'images. Dans la partie supérieure, qui concerne la zone de plus grande porosité, figurent à gauche une image en électrons rétrodiffusés, et à droite une superposition des résultats de cartographie aux rayons X sur les éléments Al, K et Fe, éléments présents dans les argiles susceptibles d'assurer la cohésion des grains (mica, chlorite, kaolinite, illite). La partie inférieure de la figure montre des images équivalentes pour la zone de plus faible porosité. Ici, les zones de faible porosité semblent être favorables à l'accumulation d'argiles tant à la surface des grains qu'au niveau de leurs contacts. Cette observation est confirmée par la reconstruction 3D (2.) sur laquelle on peut constater la rugosité de l'interface pore / grain, caractéristique du tapissage, y compris au niveau des contacts (partie la plus fine). Une autre figure analyse plus en détail la composition d'un contact intergranulaire horizontal puis vertical dans la zone de plus grande porosité (figure 4.12). Les lacunes des deux zones de contact sont bien occupées par les argiles, et le modèle de sphères cimentées de Dvorkin et Nur [25] s'avère tout à fait adapté pour

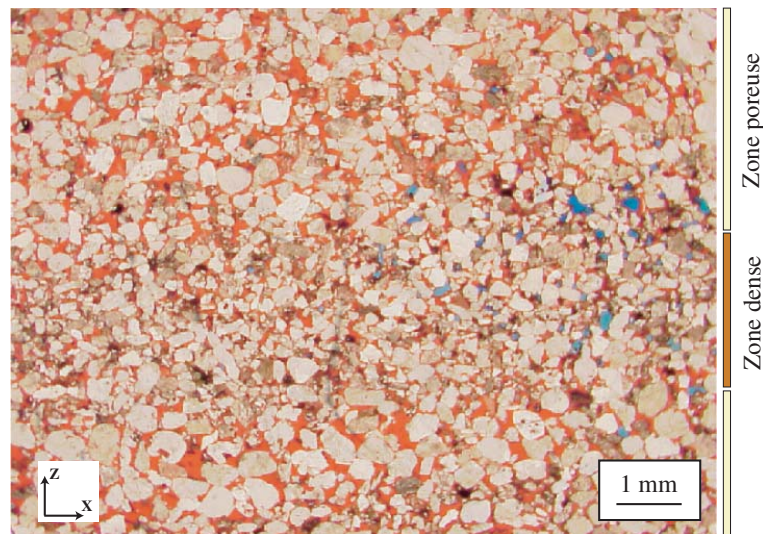


Fig. 4.7 - *Lame mince montrant l'alternance de zones plus ou moins compactes associées au litage dans le grès de Rothbach (la porosité apparaît en rouge et en bleu). La couleur brune dominante dans la zone compacte est due à la plus forte concentration en argiles*

tenter d'expliquer le comportement élastique du grès de Rothbach. En revanche, le nombre de contacts étudiés ne permet pas de conclure sur la validité de l'hypothèse faite lors de l'utilisation de ce modèle (répartition anisotrope du ciment argileux)

La qualité des contacts dans un ensemble granulaire dépend du matériau qui s'y trouve, de la longueur du contact, et du nombre moyen de contacts assurés dans chaque direction de l'espace. Les histogrammes de distribution angulaire des grands axes des grains et des contacts pour le grès de Rothbach sont donnés dans les figures 4.13 (grande porosité) et 4.14 (faible porosité). Non seulement on peut observer, comme pour le grès précédent, une anisotropie de l'orientation des grands axes des grains mais on voit en plus ici une orientation préférentielle prononcée des contacts dans une direction parallèle au plan de stratification. Si on considère que la composition et la longueur moyenne des contacts sont identiques dans toutes les directions de l'espace (chacune d'elles pouvant également engendrer une anisotropie), l'orientation préférentielle des contacts parallèlement au plan de stratification peut expliquer l'anisotropie de vitesse observée dans les échantillons saturés du grès de Rothbach.

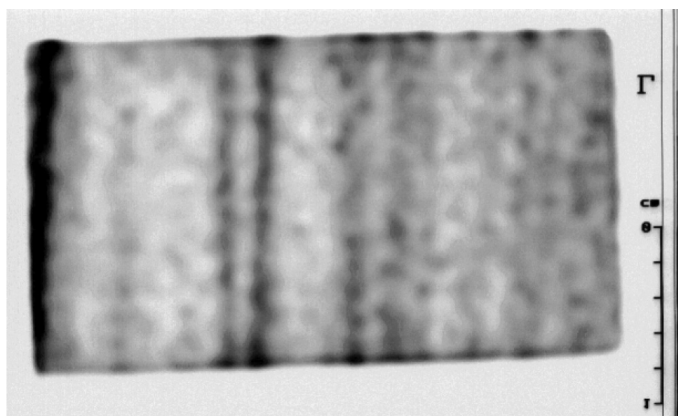


Fig. 4.8 - Image obtenue par radiographie RX sur un scanner médical (niveaux de gris inversés : les zones foncées sont les plus denses). L'échantillon étudié est une carotte prélevée dans le grès de Rothbach perpendiculairement au plan de stratification (dimension 4 cm * 2 cm). On distingue clairement les différences de densité entre le litage argileux sombre et le reste de la roche

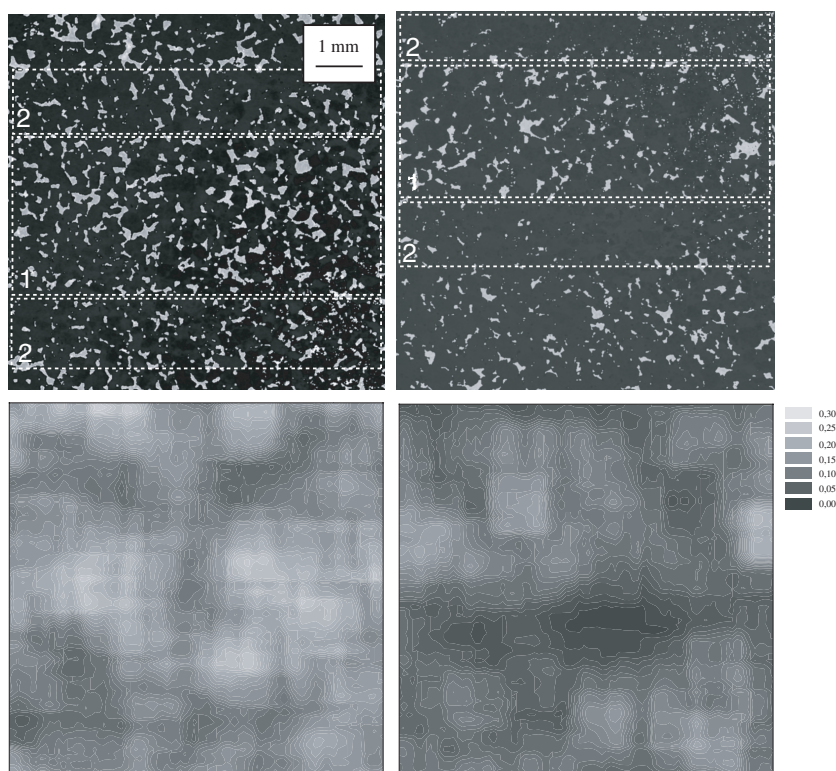


Fig. 4.9 - Cartes de porosité obtenues sur une lame mince du grès de Rothbach. Les zones numérotées 1 et 2 correspondent à des zones respectivement de plus grande et plus faible porosité

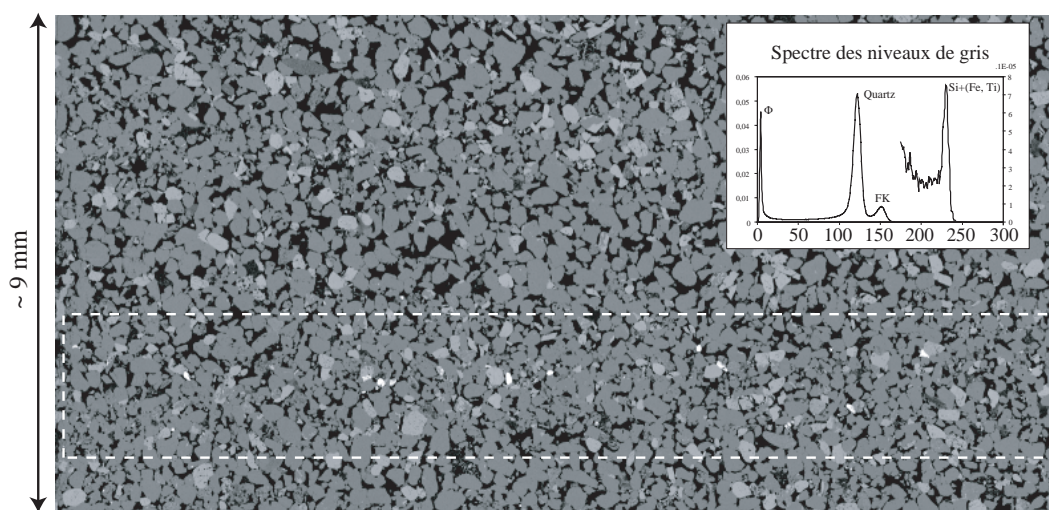


Fig. 4.10 - Mosaïque d'images obtenues au MEB dans le grès de Rothbach. Le plan de stratification est horizontal. On distingue une zone dense contenant une proportion importante de fer et de titane, éléments identifiés par analyse X durant l'observation

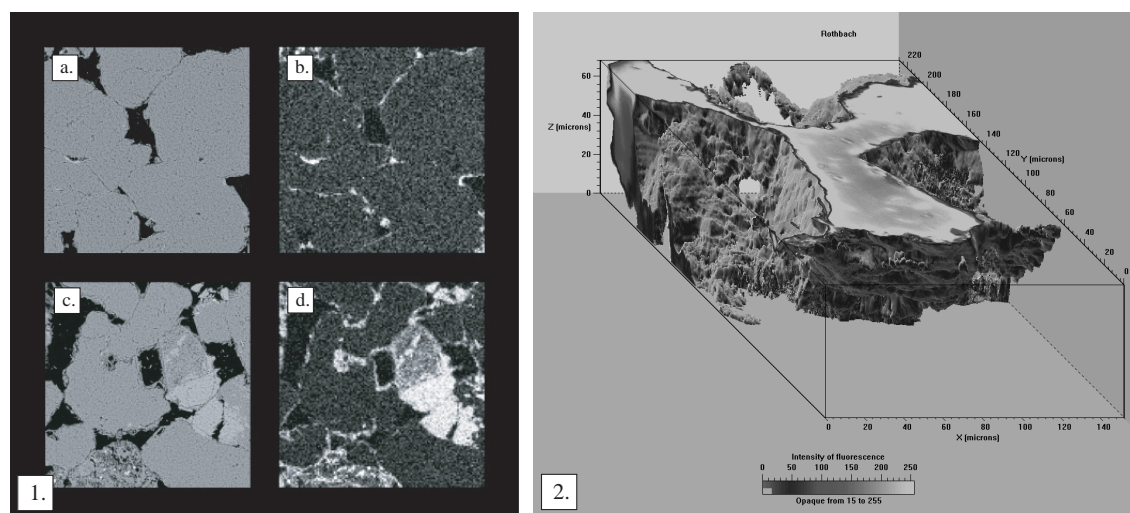


Fig. 4.11 - Images obtenues sur une lame mince du grès de Rothbach au MEB (1) et en microscopie confocale (2). 1.a. : Zone de grande porosité observée en électrons rétrodiffusés. 1.b. : Même zone cartographiée à la sonde X pour les éléments Al, K et Fe (côté d'image $\simeq 500\mu\text{m}$). 1.c. 1.d. : idem pour la zone de faible porosité (côté $\simeq 500\mu\text{m}$). 2. : Reconstruction 3D de l'espace poreux. La rugosité à la surface des grains traduit le tapissage par les argiles.

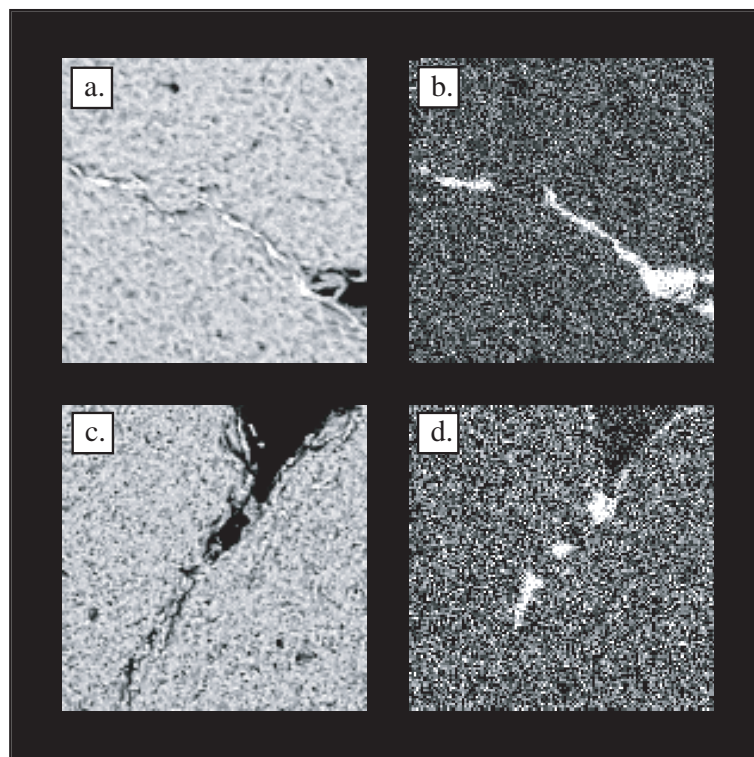


Fig. 4.12 - Images obtenues au MEB dans la zone de grande porosité du grès de Rothbach. **a.** Contact intergranulaire horizontal observé en électrons rétrodiffusés. **b.** Même contact cartographié à la sonde X pour les éléments Al, K et Fe (côté d'image $\simeq 70\mu\text{m}$). **c.** et **d.** : idem pour la zone de faible porosité (côté $\simeq 100\mu\text{m}$)

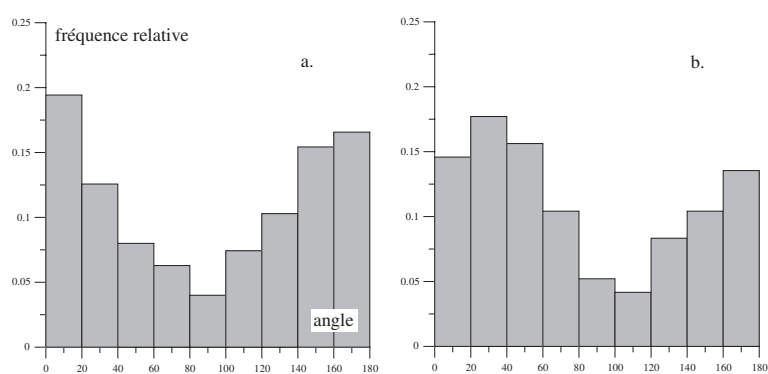


Fig. 4.13 - Distribution en fréquences relatives dans la zone lâche du grès de Rothbach : **a.** des grands axes des grains (175 grains) ; **b.** des contacts intergranulaires (96 contacts).

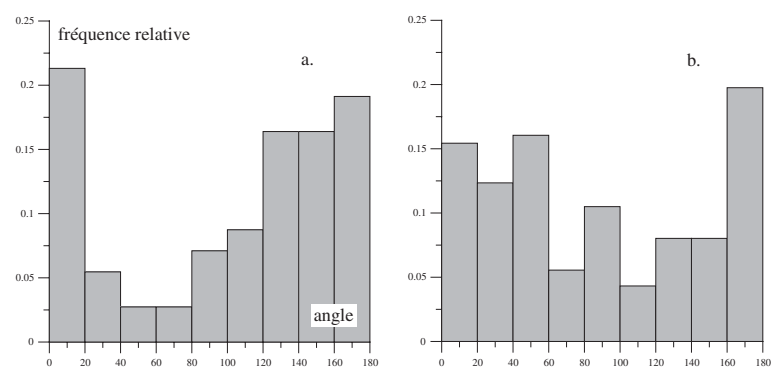


Fig. 4.14 - a. Distribution en fréquences relatives dans la zone dense du grès de Rothbach : a. des grands axes de grains (183 grains) ; b. des contacts intergranulaires (162 contacts).

4.4 Synthèse et discussion

4.4.1 Deux hypothèses confirmées

Deux grès, non déformés tectoniquement, se sont comportés de manière anisotrope vis-à-vis de plusieurs propriétés physiques. L'origine de ces anisotropies a été globalement identifiée à l'échelle microstructurale.

Dans le grès de Bentheim, la fabrique sédimentaire observée sur les stéréogrammes de vitesses d'ondes P et l'anisotropie du facteur de formation ont été associées à une orientation préférentielle du réseau poreux. Cette hypothèse, validée par un modèle de milieu effectif comportant des inclusions de forme anisotrope (Kachanov [52]), a pu être vérifiée qualitativement par auto-corrélation d'images.

Dans le grès de Rothbach, la fabrique élastique mesurée en milieu saturé a présenté un maximum de vitesses proche du pôle de stratification. Cette situation, contraire à celle observée dans le grès de Bentheim, a été expliquée par une variation avec la direction de mesure de la qualité des contacts intergranulaires sollicités. En s'appuyant un modèle de sphères cimentées dans lequel on a introduit un rayon de ciment dépendant de la direction de propagation de l'onde P, l'anisotropie mesurée a été reproduite pour un rapport modéré entre les longueurs cimentées verticale et horizontale (0.85). L'analyse des microstructures a donc été focalisée sur :

- La position globale des argiles relativement aux grains.
- Le contraste de 'qualité' entre contacts assurés parallèlement et perpendiculairement au plan de stratification.

Dans un premier temps, il a fallu distinguer des zones de forte et faible densité dans le grès, correspondant aux laminations qui avaient été observées à l'échelle du bloc (cf figure 4.1). Après une observation effectuée au MEB, il est apparu que le signal de susceptibilité magnétique mesuré était probablement davantage le fait d'une répartition préférentielle de la minéralogie magnétique dans des bandes horizontales de forte densité que celui d'une abondance plus grande de ces mêmes minéraux au niveau des contacts horizontaux. Cela n'infirmerait cependant pas l'hypothèse de la responsabilité des contacts dans l'anisotropie observée pour les mesures ultrasoniques. Sur des images à fort grossissement, on a pu constater un tapissage très marqué, notamment dans les zones de forte densité, des grains par les argiles (figure 4.11). Ces argiles, présentes sur toutes les surfaces, ont aussi été localisées au contact des grains (figure 4.12). En revanche il semble difficile, en s'appuyant sur les techniques d'observation utilisées, d'affirmer qu'une direction de meilleur contact existe.

C'est l'analyse d'orientation moyenne des grains et des contacts qui a mis en lumière une différence microstructurale importante avec la fabrique du grès de Bentheim. Ici, les contacts présentent statistiquement une orientation privilégiée parallèlement au plan de stratification, expliquant au moins qualitativement la présence d'une vitesse maximale verticale. L'étude d'Anandarahaj et Kuganenthira [1], a montré lors d'une simulation numérique de compaction anisotrope d'un ensemble de grains sphériques, que les normales des contacts sur lesquels s'exercent les forces les plus importantes sont statistiquement réorientées durant l'expérience dans la direction de la contrainte principale (fig. 4.15), occasionnant un durcissement de l'assemblage dans cette direction. Il est donc légitime de penser que l'anisotropie des vitesses d'onde P mesurée dans le grès de Rothbach est due à l'orientation préférentielle des contacts intergranulaires.

Cette observation est en accord avec le modèle de Dvorkin modifié. A condition que l'effet d'un contact sur un élément de volume soit proportionnel à la projection de sa normale dans la direction d'observation, on peut en effet considérer qu'il y a équivalence pour un modèle effectif, entre longueur moyenne des contacts et nombre de ces contacts dans une direction donnée. D'une fa-

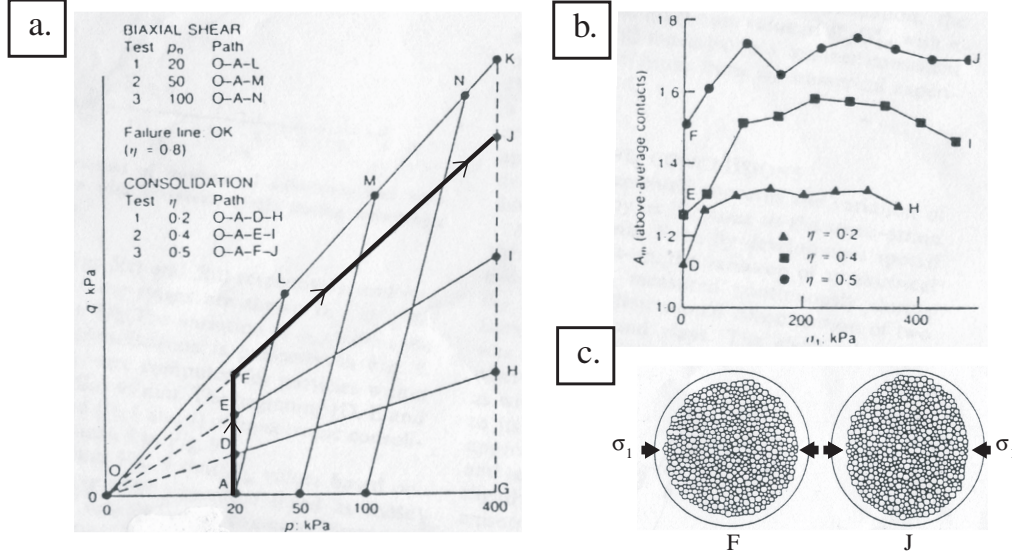


Fig. 4.15 - Simulation 2D de compaction anisotrope d'un assemblage granulaire. a. Chemins de compression suivis. Abscisse : pression moyenne $p = (\sigma_1 + \sigma_2)/2$. Ordonnée : contrainte déviatorique $q = (\sigma_1 - \sigma_2)$. La ligne OK définit l'enveloppe de rupture. Le point A est atteint par compression isotrope puis chargé à pression moyenne constante (points D, E ou F). Trois chemins différents de rapport $\eta = q/p$ constant sont ensuite suivis. b. Evolution de l'anisotropie d'orientation des contacts sur les trajets DH, EI et FJ. Cette anisotropie est définie par le rapport $A_m = F_{11}/F_{22}$ où F_{11} et F_{22} sont respectivement les demi-axes horizontal et vertical du tenseur représentant les normales des contacts. c. Etat de l'assemblage aux points F et J. (D'après Anandarahaj et Kuganenthira [1])

çon générale, les propriétés élastiques d'un milieu contenant des discontinuités planaires (fissures par exemple) sont toujours calculées pour une discontinuité moyenne dans l'élément de volume représentatif (REV) (cf Walsh [96]).

4.4.2 Contributions de second ordre

L'analyse microstructurale du grès de Bentheim a permis de mettre également en évidence un allongement préférentiel des grains parallèlement au plan de stratification. L'effet d'une telle anisotropie est a priori faible devant celui de la porosité mais il est aussi certain que celle-ci joue un rôle dans les vitesses mesurées. Cette contribution, que nous tenterons de quantifier dans la partie qui suit, est susceptible d'amplifier l'anisotropie causée par la porosité, ce qui expliquerait une surestimation de l'anisotropie de forme de l'espace poreux par le modèle de Kachanov. Contrairement au grès de Bentheim dans lequel la fabrique des vitesses est et demeure sédimentaire avant et après saturation, le grès de Rothbach présente une fabrique en milieu sec que nous n'avions pas interprétée dans l'article en raison d'une mauvaise définition des ellipses de confiance et d'une obliquité des axes principaux de vitesse vis-à-vis du repère attaché au plan de stratification. On montre à nouveau sur la figure 4.16 les stéréogrammes obtenus à partir

des vitesses mesurées en milieux sec et saturé. Si la fabrique b. (échantillons saturés) présente des axes principaux de vitesse orientés précisément, la fabrique a. (milieu sec) est restée sans explication.

De la même façon que les anisotropies se superposent de manière constructive dans le grès de

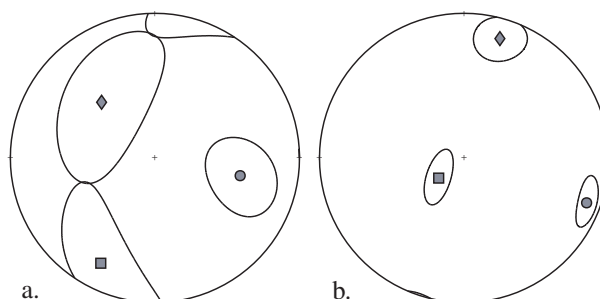


Fig. 4.16 - Résultat des mesures de vitesses d'ondes P dans le grès de Rothbach en milieux sec (a.) et saturé (b.). Carré : vitesse maximale ; triangle : vitesse intermédiaire ; cercle : vitesse minimale.

Bentheim, on pourrait envisager une contribution qui empêche le grès de Rothbach de présenter une fabrique de compaction en milieu sec. Lors de l'étude microstructurale de ce grès, nous n'avons pas présenté de résultat d'autocorrélation sur des images de porosité. Un seul calcul a en fait été réalisé, sur un carré prélevé dans la zone la plus poreuse de la première image de la figure 4.9. Le rapport obtenu entre rayons vertical et horizontal du pic d'autocorrélation vaut 1.0. N'ayant pas effectué le même calcul sur un nombre d'images assez grand, ceci ne nous permettait pas d'affirmer de façon sûre que ces zones ne présentaient pas d'anisotropie de forme de la porosité. Si on réalise un nouveau calcul d'autocorrélation, non sur une portion mais sur l'image toute entière, on obtient le contour présenté sur la figure 4.17 ci-dessous, à côté du calcul effectué pour la zone poreuse seule. Dans ce nouveau cas, on obtient un rapport sur le

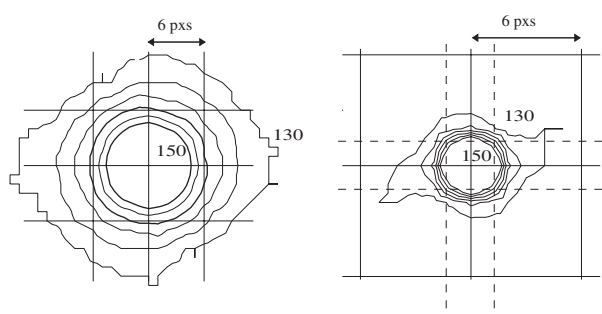


Fig. 4.17 - Résultats d'autocorrélation d'images dans le grès de Rothbach. a. Zone de grande porosité. b. Image entière incluant zones de grande et de faible porosité.

contour du pic de 0.95, valeur qui traduit de façon claire la stratification naturelle du grès. On met alors en évidence une anisotropie du réseau poreux d'échelle supérieure à celle des analyses faites sur grains. Les vitesses mesurées en milieu sec seraient ainsi le résultat d'une somme de contributions d'effets opposés : une fabrique de compaction tendant à placer les vitesses maximales en position verticale ; une fabrique de milieu stratifié tirant les mêmes vitesses dans le plan de stratification. L'expression de la stratification est alors subordonnée au contraste de

rigidité entre zones de forte et de faible porosité, contraste devenant négligeable en milieu saturé.

Dans le tableau 4.18, on propose de récapituler l'ensemble des observations réalisées sur les grès de Bentheim et de Rothbach. Les hypothèses formulées à l'issue des mesures de propriétés physiques (anisotropie dominée par la forme de la porosité dans le grès de Bentheim et par une anisotropie de répartition du ciment intergranulaire dans le grès de Rothbach) ont été testées à travers des modèles susceptibles de recréer les comportements observés. Dans chacun des cas, les résultats obtenus ont été satisfaisants. L'anisotropie de vitesse mesurée dans le grès de Bentheim est retrouvée pour un rapport de 0.75 entre petit et grand rayon de pore. Dans le grès de Rothbach, un rapport entre rayons cimentés horizontal et vertical de 0.85 suffit à provoquer l'anisotropie de 7% mesurée sur les échantillons saturés en eau.

L'étude microstructurale a ensuite permis de confirmer l'origine de ces anisotropies, tout en dégageant des caractéristiques complémentaires participant très probablement aux fabriques finales (contributions anisotropes de second ordre). L'allongement des grains du grès de Bentheim parallèlement au plan de stratification produit un effet qui s'ajoute à celui de l'allongement des pores. Au contraire, dans le grès de Rothbach, les laminations subhorizontales stratifient la roche en porosité, créant une anisotropie de type Backus [7], la conséquence de cette contribution étant, dans les échantillons secs, d'écarter l'axe maximum des vitesses de la position verticale associée à la compaction.

4.4.3 Conséquence des anisotropies mesurées sur les propriétés mécaniques des matériaux ayant un plan de symétrie apparent

Au début de cette partie, des expériences de compaction réalisées dans deux directions perpendiculaires sur le grès de Rothbach ont été évoquées, montrant l'effet de la stratification sur les propriétés mécaniques de la roche. C'est aussi la stratification qui a été mise en évidence dans les mesures et observations que nous avons présentées ici, que ce soit à l'échelle d'un grain (anisotropie de répartition des contacts) ou à l'échelle d'un bloc (laminations entrecroisées). Pour le grès de Bentheim, nous ne disposons pas de résultats mécaniques comparables et la stratification de la roche s'est révélée à travers les mesures de propriétés physiques et l'étude des microstructures. On peut alors se demander à présent si la résistance à la rupture et à la compaction du grès de Bentheim est maximale parallèlement ou perpendiculairement au plan de stratification et de quelle façon celle-ci varie d'une direction à l'autre. L'article de Baud et al. (Annexe B.3), qui a été récemment soumis à publication, comporte les données qui ont été présentées ici, parmi un certain nombre de résultats d'expériences de compaction réalisées dans des roches présentant à chaque fois un plan de symétrie apparent comme une stratification dans les roches sédimentaires, une schistosité ou un alignement de minéraux ou de fissures dans les roches magmatiques ou métamorphiques. Alors que dans les roches étudiées à porosité quasi-nulle (schistes, marnes, gneiss) les seuils de rupture sont minima à environ 45 degrés du pôle de clivage (la contrainte résolue sur le plan est alors maximale), les grès présentent ce minimum dans le plan de stratification (Adamswiller et Rothbach). Contrairement à ce qu'on pourrait penser, il n'y a donc pas de comportement systématique des roches stratifiées à la compression. Alors que l'anisotropie du seuil de rupture est assez bien expliquée dans le cas des roches magmatiques et métamorphiques (modèle prenant en compte l'orientation de la contrainte par rapport au plan de symétrie et le coefficient de friction effectif de ce plan), les données disponibles sont encore peu nombreuses concernant les grès, et on peut se poser les questions suivantes :

- Les divers seuils (dilatance, rupture, compaction) présentent-ils le même type de variation que celles qui ont été observées pour la susceptibilité magnétique et les vitesses de

propagation d'ondes P mesurées dans cette partie ?

- Au cours des mesures que nous avons effectuées dans les grès de Bentheim et de Rothbach, nous avons à chaque fois pu attribuer aux anisotropies observées une origine microstructurale. Peut-on relier de la même façon ces différents seuils à une anisotropie de la porosité, de l'orientation des grains, des contacts ou de la fissuration ?

Ces questions restent encore posées. Mais il est désormais acquis que les roches, même non déformées, présentent des anisotropies de propriétés dont la prise en compte est nécessaire, notamment dans les études géomécaniques. Et le couplage entre mesures d'anisotropie de résistance mécanique, de propriétés telles que celles que nous avons étudié ici et de paramètres microstructuraux, devrait permettre de mieux expliquer les comportements anisotropes des grès à la compaction.

On a pu voir dans ce chapitre que la réponse de roches non déformées lors de la mesure de différentes propriétés physiques était souvent complexe, en particulier par le fait qu'à ce stade, plusieurs caractéristiques microstructurales sont déjà susceptibles de contribuer aux anisotropies observées. Dans les deux chapitres qui suivent, les échantillons sur lesquels les mesures ont été faites ont été prélevés dans des structures ayant perdu leur configuration d'origine, se présentant d'abord sous la forme d'un réservoir symétrique peu déformé, puis d'un pli présentant une intense déformation. Dans ces deux chapitres, on verra en particulier apparaître une contribution supplémentaire à symétrie planaire, qui sera dans un cas une famille de fissures subparallèles (grès à voltzia) et dans l'autre une schistosité (pli des Chaudrons).

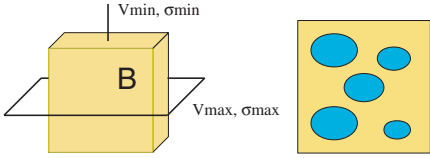
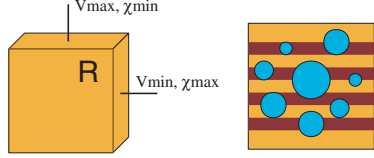
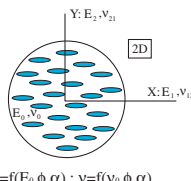
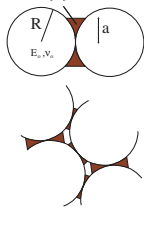
Anisotropies de propriétés physiques	
 <p>Observations:</p> <ul style="list-style-type: none"> - Vitesses et conductivités électriques maximales dans la stratification. - Pas d'anisotropie magnétique - Contraste de rigidité maximal en pôle de stratification et diminution de l'anisotropie des vitesses après saturation <p>Hypothèse retenue:</p> <p>Les anisotropies mesurées sont dues à une anisotropie de forme des pores</p>	 <p>Observations:</p> <ul style="list-style-type: none"> - Vitesse maximale en pôle de stratification. - Fabrique d'ASM sédimentaire - Contraste de rigidité maximal en pôle de stratification et augmentation de l'anisotropie des vitesses après saturation <p>Hypothèse retenue:</p> <p>Les anisotropies mesurées sont dues à une anisotropie de répartition du ciment argileux au niveau des contacts intergranulaires</p>
Modélisation des anisotropies mesurées	
<p>Modèle de milieu isotrope comportant une famille d'inclusions elliptiques parallèles entre elles (Kachanov, 1993)</p>  <p>Résultat:</p> <p>L'anisotropie du module d'onde P mesurée expérimentalement est obtenue par le modèle de Kachanov pour un rapport de forme de la porosité d'environ 0.75.</p> <p>$E = f(E_0, \phi, \alpha)$; $\nu = f(\nu_0, \phi, \alpha)$ $(\alpha$: rapport de forme de la porosité) Module d'onde P = $f(E, \nu)$</p>	<p>Modèle de sphères cimentées de Dvorkin et Nur (1996)</p>  <p>(Le rayon de la zone cimentée varie avec l'orientation : ce rayon est maximal pour des contacts horizontaux)</p> <p>Résultat:</p> <p>L'anisotropie du module d'onde P mesurée dans les échantillons saturés du grès de Rothbach est obtenue par le modèle pour un rapport entre rayons cimentés vertical et horizontal (a_v/a_h) de 0.85.</p> <p>γ: coefficient de cimentation = a/R C: coordinence $E, \nu = f(\gamma, \phi, C, E_0, \nu_0, E_c, \nu_c)$</p>
Confirmations microstructurales	
<p>L'anisotropie du réseau poreux dans le grès de Bentheim a été confirmée par analyse d'images (autocorrélation). Le rapport moyen obtenu petit et grand demi-axe du pic d'autocorrélation est de 0.94.</p>	<ul style="list-style-type: none"> - L'étude réalisée au MEB et au microscope laser confocal montre que des argiles sont bien présentes à la surface des grains, y compris au niveau des contacts. - Un inventaire des orientations des contacts intergranulaires a montré par ailleurs que ceux-ci étaient majoritairement alignés parallèlement au plan de stratification.
Contributions anisotropes de second ordre	
<p>Lors de l'étude microstructurale, un allongement préférentiel des grains selon le plan de stratification a également été observé. Cette anisotropie contribue à augmenter l'effet de l'allongement de la porosité sur les vitesses acoustiques.</p>	<p>Les zones de faibles porosité (lames sombres) créent une anisotropie de porosité d'échelle supérieure à celle du grain. Cette anisotropie est susceptible d'être responsable de l'obliquité des axes principaux de vitesses dans les échantillons secs (cf Louis et al., 2003).</p>
Bentheim	Rothbach

Fig. 4.18 - Synthèse de l'ensemble des résultats obtenus dans les grès de Bentheim et de Rothbach

4.5 Publication No2 (insérée en annexe B.2.)

Comparison of the anisotropic behaviour of underformed sandstones under dry and saturated conditions

Laurent LOUIS, Christian DAVID, Philippe ROBION

Tectonophysics 370, 1-4, 193-212

Abstract

This article presents a systematic analysis of the anisotropic behaviours of the Bentheim and Rothbach sandstones using ultrasonic P-wave velocity, electrical conductivity and magnetic susceptibility measurements. For each sandstone, the data were obtained from three core samples drilled perpendicularly to each other and tested in dry- and water-saturated conditions. For acoustic and magnetic investigations, the same statistical analysis was applied in order to present the data on comparable stereoplots. Surprisingly, the Bentheim sandstone which appeared homogeneous at macroscopic scale showed a stronger elastic and electrical anisotropy than the Rothbach sandstone in which cross-laminations were clearly identified, as confirmed by a sedimentary magnetic fabric. A discussion on the velocity contrasts between dry and saturated samples led us to consider two different origins for the observed anisotropies. First, by comparing electrical and acoustic properties in the Bentheim sandstone, we conclude that the nature of the anisotropic behaviour is linked to the anisotropy of pore shape : the inclusion model developed by Kachanov (Kachanov, M., 1993. Elastic solids with many cracks and related problems. *Advances in Applied Mechanics*, vol. 30. Academic Press, Boston, MA, pp. 259-445) accounts for our observations if one considers that the pore space is made of parallel flat pores with moderate pore aspect ratio. Second, acoustic, electrical and magnetic properties indicate that the observed anisotropy in the Rothbach sandstone can be attributed to the matrix, and more specifically to cementation : we modified the Dvorkin and Nur (Geophysics 61 (5) (1996) 1363) model of cemented granular media by introducing a spatially variable contact length, and the model suggests that a very small variability of cemented contact length is enough to account for the observed P-wave velocity anisotropy. We emphasise the fact that combining several kinds of measurements is of great help in capturing the nature of the anisotropic behaviour of porous rocks.

4.6 Publication No3 (insérée en annexe B.3.)

Effects of bedding and foliation on mechanical anisotropy, damage evolution and failure mode

Patrick BAUD, Laurent LOUIS, Christian DAVID, Geoffrey C. Rawling, Teng-Fong WONG

Soumis à Geological Society of London Special Publication on "Fracture Damage and Related Deformation Features"

Abstract

Whereas rocks are often considered in a first approximation to be isotropic at the macroscopic scale, anisotropy has a significant influence on the physical properties and mechanical behaviour which, if neglected, can lead to misinterpretation of geomechanical data. In this study we review recent advances in our understanding of anisotropy in rocks, focusing on dilatant and compactant failure in sandstones and in a foliated metamorphic rock. In sandstones, the anisotropy can be associated with bedding, as in the Rothbach sandstone, or it can also be due to shape anisotropy of the grains and/or the pores, as in the Bentheim sandstone. Combining acoustic velocity, electrical conductivity, magnetic susceptibility and permeability measurements on dry and/or saturated samples, the interplay between bedding and shape anisotropy can be elucidated, and two scenarios are proposed for the development of anisotropy in the Rothbach and Bentheim sandstones, considered in many respects as two end-members. In a metamorphic rock with strong foliation like the Four-mile gneiss, it has been commonly observed that the brittle strength is minimum at foliation angle of about 30 to 45°, whereas it is maximum in the directions perpendicular and parallel to bedding. To account for this observation, a damage mechanics model is proposed which underscores the dominant role of biotite foliation in the development of microcracking. In contrast it is often observed in sandstones with strong bedding that the strength is maximum in the direction perpendicular to bedding, and minimum in the direction parallel to bedding. New results are shown for the Rothbach sandstone. Whereas microstructural observations do not show significant differences for samples deformed in the two orientations, we observed that, compared to parallel-to-bedding samples, (i) in the brittle faulting regime the perpendicular-to-bedding samples have both a higher strength and dilatancy stress, (ii) in the cataclastic flow regime the compactive yield envelope for the perpendicular-to-bedding samples expands significantly towards higher stress values. Nevertheless our data set can not resolve the question of the evolution of the yield stresses in intermediate orientations out of the bedding plane. Whereas further investigation is still necessary, a major conclusion of the present work is to emphasize that it is desirable to integrate anisotropy in geomechanical studies.

Un grès en contexte réservoir : le grès du Buntsandstein

Sommaire

5.1	Introduction	67
5.2	Propriétés élastiques, magnétiques et électriques	70
5.2.1	Propriétés élastiques	70
5.2.2	Propriétés magnétiques	72
5.2.3	Propriétés électriques	73
5.3	Microstructures	77
5.4	Interprétation des résultats	82
5.4.1	Influences des anisotropies microstructurales sur les propriétés effectives	82
5.4.2	Types de fabriques en présence	86
5.4.3	Origine composite des anisotropies dans le grès à voltzia	89
5.5	Modélisation	92
5.5.1	Prise en compte par étapes de toutes les caractéristiques recensées .	92
5.5.2	Simulation	96
5.5.3	Saturation en eau d'une roche de porosité faiblement anisotrope . .	99

5.1 Introduction

L'implication de Gaz De France dans un projet de recherche centré sur les aspects microstructuraux de la déformation dans les roches granulaires a été l'occasion d'étudier de façon détaillée le grès composant le réservoir de stockage de gaz de Cerville-Velaine. Ce réservoir, situé dans l'est du bassin parisien (carte géologique 1/50000 feuille Nancy No230 et fig. 5.1), est essentiellement composé des Grès à Voltzia du Buntsandstein (Trias inférieur). Exploité en carrière dans la région d'Adamsviller (100 km à l'est), le toit du réservoir est ici rencontré à plus de 400 mètres de profondeur à l'aplomb du site d'exploitation. C'est un grès quartzofeldspathique gris-beige micacé à grains moyens dont la porosité est relativement élevée (15 à 25%). Ce faciès a déjà été l'objet d'études mécaniques réalisée par A.Millien [65]. Nous présenterons ici des résultats de mesures de propriétés physiques et une analyse microstructurale réalisés sur des échantillons provenant de carottes prélevées dans les puits VA02 et VA13, situés respectivement

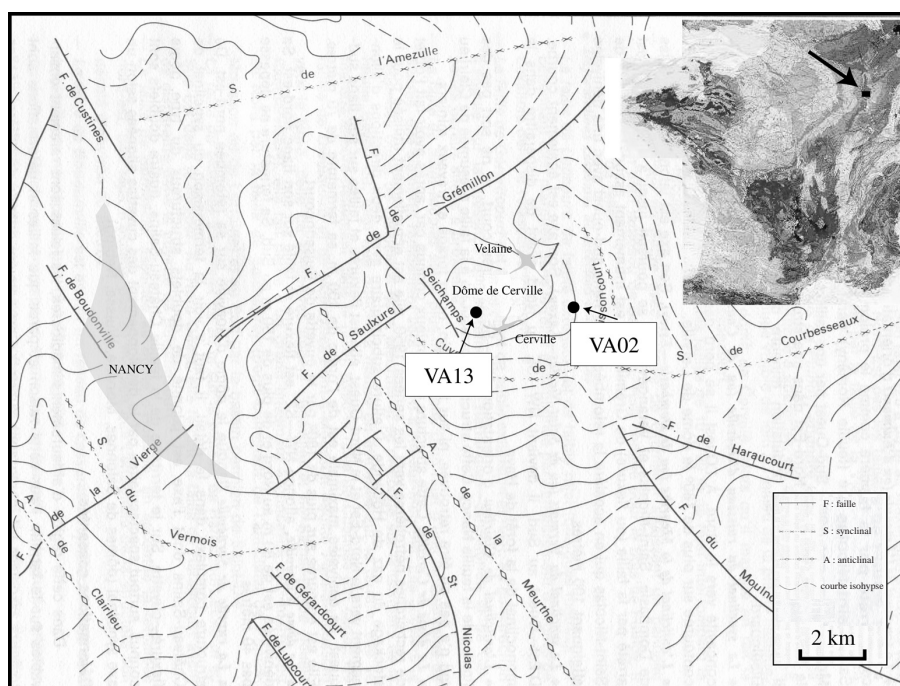


Fig. 5.1 - Situation géographique et structurale de la zone étudiée. Les isohypses sont réalisées à partir de levés topographiques faits sur des niveaux affleurant, la différence d'altitude entre deux courbes est d'environ 20 mètres.

en périphérie et au centre du réservoir (cf. fig. 5.1 et 5.2). Pour représenter au mieux ces deux puits, les carottes ont été prélevées à chaque fois en quatre endroits différents (tab.5.1). Le protocole de prélèvement étant le même que celui que nous avons appliqué aux grès de Bentheim et de Rothbach (carottage de trois échantillons cylindriques d'axes orthogonaux deux à deux), les mesures ont concerné un total de 24 échantillons (cylindres de 25 mm de diamètre et 22.5 mm de longueur). Les mesures de propriétés physiques sont les mêmes que celles déjà réalisées précé-

		Profondeur (m)			
Puits	VA02	565 (01)	573 (02)	581 (03)	590 (04)
	VA13	498 (05)	500 (06)	512 (07)	519 (08)

Tab. 5.1 - Profondeur des carottes d'où ont été extraites les séries d'échantillons étudiées (Nos 01, 02, 03 et 04 pour VA02 et 05, 06, 07 et 08 pour VA13)

demment : temps de propagation d'onde P ultrasonique en milieux sec et saturé, susceptibilité magnétique, conductivité électrique. La partie microstructurale a porté sur les caractéristiques géométriques susceptibles de provoquer les anisotropies mesurées : orientation et longueurs des fissures intragranulaires dans le plan de stratification ; orientation et longueurs des fissures, des grands axes des grains, des contacts intergranulaires ainsi que de la porosité (autocorrélation d'images) dans les plans verticaux. Le tableau 5.2 fournit les compositions minéralogiques fournies par C.Thomachot [86] sur le grès à Voltzia de la région d'Adamsviller par diffraction X,

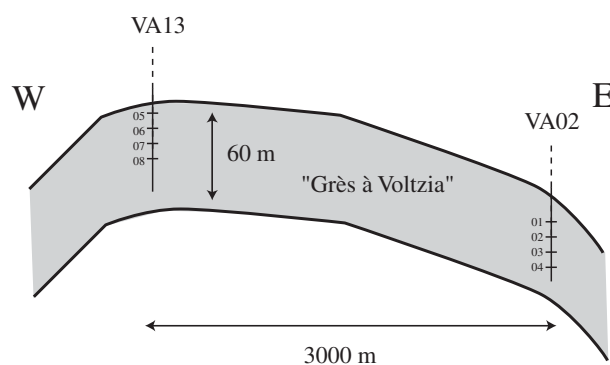


Fig. 5.2 - Position initiale des échantillons prélevés

ainsi que sa porosité et sa densité moyennes. La granulométrie (fig.5.3) et l'ellipticité moyenne

Composition	Quartz : 72% +/- 2% ; Feldspath K : 18.5% +/- 1.1% Dosage des argiles : 5.26% en poids
Densité moyenne	1.915
Porosité moyenne (%)	24.15
Diamètre moyen (microns)	150 +/- 40
Ellipticité des grains (min/max)	0.61

Tab. 5.2 - Composition minéralogique (d'après Thomachot), densité, porosité, diamètre et ellipticité des grains du Grès à Voltzia

de grains ont été obtenues par contourage des grains et analyse automatique de ces contours sur des images de quatre échantillons-test (références 01, 04, 05 et 08, voir tableau 5.1).

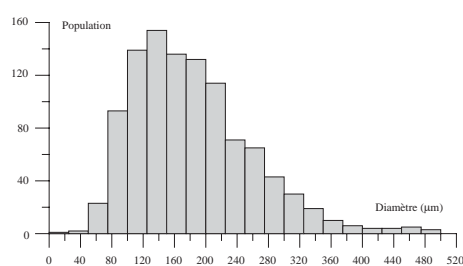


Fig. 5.3 - Distribution des diamètres moyens des grains (population analysée : 1058)

5.2 Propriétés élastiques, magnétiques et électriques

Les résultats des mesures et observations effectuées sont présentés en utilisant à la fois des représentations stéréographiques et des diagrammes polaires. Il est important cependant de préciser que les conditions de prélèvement des carottes de puits ne permettent pas de garantir la verticalité absolue de l'axe du forage. Par ailleurs, le sectionnement naturel des carottes survenant avec la progression du forage provoque la perte des azimuts respectifs de deux sections adjacentes, ce qui rend difficile l'interprétation structurale.

5.2.1 Propriétés élastiques

Des stéréogrammes donnant la position des directions principales de vitesses sont montrés figure 5.4. Dans la partie supérieure de la figure, on présente les directions obtenues sur les échantillons secs puis saturés des positions 01 à 04 (Puits VA02, périphérie de réservoir). La partie inférieure de la figure montre les résultats pour les positions 05 à 08 (Puits VA13, centre de réservoir).

Comme précédemment, les axes principaux des ellipsoïdes calculés sont représentés avec leurs ellipses de confiances. On rappelle que l'allongement d'une ellipse de confiance dans une direction donnée correspond à une mauvaise définition de la position de l'axe auquel elle est attachée et donc à une faible anisotropie de propriété dans le plan défini par l'axe et la direction de dispersion, l'isotropie se traduisant par des ellipses étendues sur un quart de cercle de part et d'autre de leurs axes respectifs. A l'exception de l'échantillon 04 dont les ellipses de confiance s'interpénètrent, les fabriques présentées sont généralement triaxiales. Contrairement aux grès de Bentheim et de Rothbach, le grès à voltzia n'affiche donc pas à première vue de fabrique sédimentaire. Les axes maxima et intermédiaires ont ici tendance à se disperser dans des plans subverticaux, isolant l'axe minimum de vitesse dans une position voisine du plan de stratification. Dans tous les échantillons saturés (01 à 08), ce dernier se situe précisément dans le plan de stratification. Dans les échantillons secs, seuls les séries 05 à 08, prélevés au centre du réservoir (VA13), présentent un minimum horizontal. Les minima 'secs' des séries 01 à 04 se situent en position intermédiaire, sur un arc reliant le pôle de stratification à la position horizontale qu'ils occupent après saturation. Le tableau 5.3 fournit l'ensemble des données de vitesses obtenues ainsi que les densités ρ_m et porosités Φ_m moyennes de chaque série d'échantillons. On donne également les valeurs des anisotropies A (équation 2.3) et paramètres P' (équation 2.4) pour chaque stéréogramme. Bien que la valeur sur l'axe intermédiaire ne soit pas prise en compte dans le calcul de l'anisotropie, celle-ci s'avère en fait être équivalente au paramètre P' (voir figure 5.5). On se propose donc de ne décrire les résultats qu'à partir des valeurs d'anisotropie calculées entre maximum et minimum de vitesse. Dans ce tableau, on peut d'abord remarquer que les anisotropies observées dans les échantillons provenant du centre du réservoir (05 à 08) sont nettement supérieures à celles mesurées dans les échantillons provenant de la périphérie (01 à 04), ce qui semblerait indiquer un degré d'endommagement plus grand du grès dans le puits VA13 (fracturation des grains). On peut également observer les variations d'anisotropie de vitesse entre milieux sec et saturé, élément utile dans l'identification du porteur principal de l'anisotropie (porosité / matrice). Dans les échantillons des positions 05 à 08, toutes les anisotropies diminuent après saturation. Dans les autres, deux anisotropies diminuent également (01 et 03) tandis que les deux dernières augmentent légèrement (02 et 04). A l'instar de ce qui a été fait avec les grès précédents, on peut calculer l'écart entre vitesses mesurées dans les échantillons secs et saturés. Dans le cas des grès non déformés, ce calcul a mis à chaque fois en évidence une géométrie intimement liée au plan de stratification, et donc à une structure sédimentaire. Inversée comme

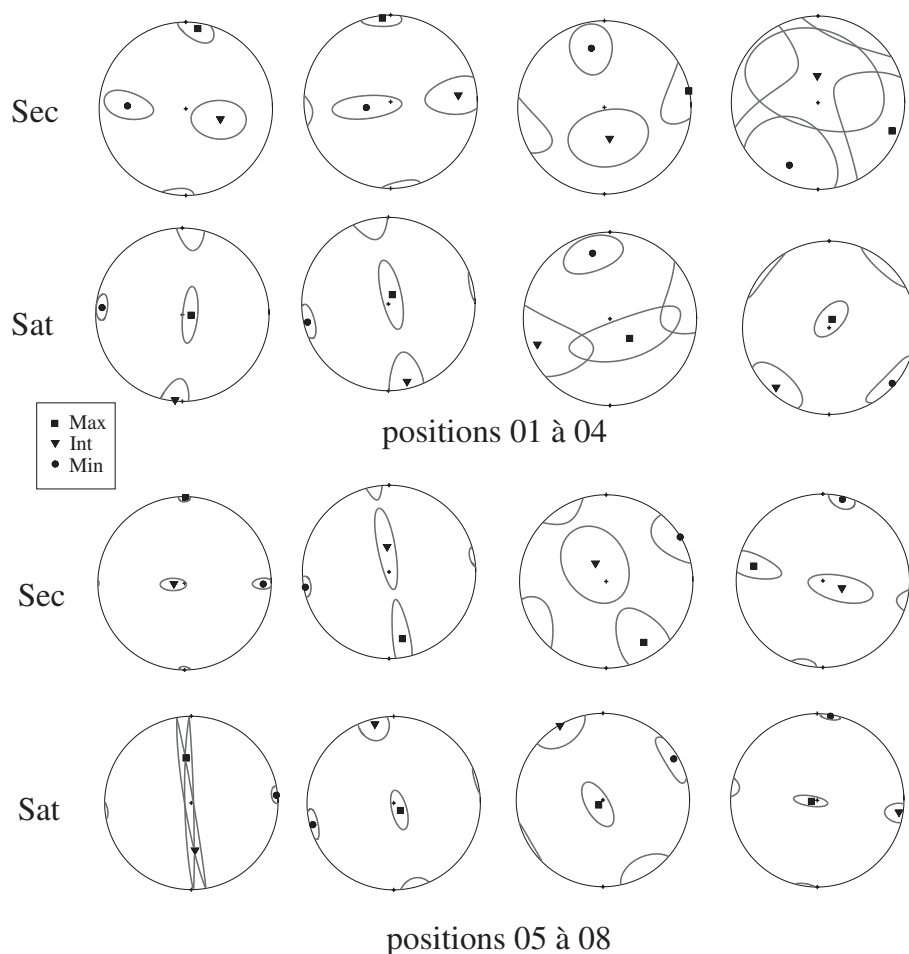


Fig. 5.4 - Stéréogrammes des vecteurs propres des vitesses dans les séries 01 à 08 ;
sec : échantillons secs, *sat* : échantillons saturés en eau ; carré : vitesses maximale,
triangle : vitesses intermédiaire, cercle : vitesse minimale

des vitesses, cette différence calculée en chaque point de mesure fournit de nouveaux triplets de vecteurs propres dont les positions se précisent considérablement (fig.5.6). Pour les positions 01 à 04, la direction des différences maximales de vitesses est parfaitement verticale, les autres axes se dispersant dans le plan de stratification. Cette fabrique évoque clairement la signature sédimentaire des grès de Bentheim et de Rothbach. Dans les échantillons 05 à 08, seuls deux stéréogrammes présentent des fabriques comparables. Dans les deux autres cas (06 et 08), les fabriques sont de type planaire, l'axe maximum des différences de vitesses se dispersant entre le pôle de stratification et la position du minimum de vitesse (fig. 5.4). Bien qu'il soit prématuré d'interpréter de telles observations, il semble clair que l'axe de différences maximales de vitesses, comme l'axe de vitesse minimale dans les échantillons secs des positions 01 à 04, sont susceptibles d'occuper différentes positions sur un arc tout à fait défini. Et cette constatation mène déjà à considérer que les mesures de temps de propagation d'onde P révèlent la composition de diverses anisotropies microstructurales, même s'il reste à les identifier.

			Ondes P en milieu sec (km.s ⁻¹)						Ondes P en milieu saturé (km.s ⁻¹)						Différence (km.s ⁻¹)					
			Max	Int	Min	σ	A%	P'	Max	Int	Min	σ	A%	P'	Max	Int	Min	σ	A%	P'
01	φm	ρm	2.26	2.11	2.02	0.036	11.21	1.120	2.96	2.90	2.71	0.023	8.82	1.097	0.76	0.55	0.50	0.031	41.27	1.554
02	24.9	1.90	2.41	2.33	2.30	0.015	4.67	1.049	3.21	3.18	3.06	0.019	4.78	1.052	0.84	0.65	0.58	0.025	36.62	1.463
03	23.1	1.95	2.55	2.46	2.32	0.054	9.45	1.100	3.35	3.33	3.25	0.027	3.03	1.033	1.08	0.82	0.80	0.018	29.79	1.397
04	19.4	2.07	2.26	2.24	2.19	0.044	3.15	1.033	3.11	3.04	2.98	0.019	4.27	1.044	0.79	0.64	0.46	0.036	52.80	1.730
05	25.4	1.88	2.38	2.12	1.99	0.020	17.85	1.199	2.93	2.93	2.68	0.019	8.91	1.108	0.81	0.69	0.53	0.024	41.79	1.537
06	24	1.93	2.33	2.25	1.75	0.052	28.43	1.367	2.93	2.77	2.46	0.043	17.44	1.196	0.76	0.74	0.61	0.031	21.90	1.272
07	1.86	2.33	2.06	1.99	1.88	0.045	9.14	1.097	2.90	2.81	2.70	0.027	7.14	1.074	0.91	0.82	0.76	0.028	17.96	1.198
08	24.1	1.93	2.28	2.13	1.72	0.066	28.00	1.343	2.97	2.83	2.51	0.029	16.79	1.189	0.83	0.79	0.57	0.046	37.14	1.506
	27.3	1.80																		

Tab. 5.3 - Bilan des mesures de vitesses d'onde P obtenues sur les échantillons de grès à voltzia

5.2.2 Propriétés magnétiques

La présence d'une très faible anisotropie de susceptibilité magnétique (1.5 % en moyenne) a nécessité l'utilisation du protocole de mesure automatique du KLY-3 (mesure en continu des variations du champ induit). Chaque position étant représentée par trois échantillons, trois triplets de vecteurs propres sont présents sur les stéréogrammes. Dans les travaux utilisant l'anisotropie de susceptibilité magnétique, on représente en général un site par une moyenne des fabriques présentées par chacun des échantillons prélevés en ce point (cf Hext [38], Jelinek [49], Tauxe [85]). On peut aussi représenter toutes les fabriques afin d'en estimer nous-même la compatibilité, la superposition de trois résultats restant encore lisible (fig. 5.7).

On donne en annexe (A.1.) les résultats qui avaient été obtenus par le protocole utilisé pour les vitesses : à part les positions 01 et 05, dont les anisotropies sont les plus grandes (3 % et 2 %) et donc les mieux définies, l'hypothèse de la similitude des fabriques d'un échantillon à l'autre a conduit le calcul à produire des ellipses de confiance très larges.

Les mesures obtenues sont données avec les anisotropies correspondantes dans le tableau 5.4. On peut vérifier les faibles valeurs d'anisotropies généralement montrées. Les stéréogrammes de la figure 5.7 présentent des fabriques très différentes selon le puits de prélèvement, et leur description est relativement simple. On distingue clairement les positions 01 à 04 où les minima de susceptibilité sont en position verticale, des autres pour lesquelles ce sont les maxima qui se trouvent en pôle de stratification. On peut remarquer que les échantillons dont les triplets de vecteurs propres sont les moins cohérents (positions 06 et 08) sont aussi ceux qui ont été isolés lors de l'analyse des différences de vitesses.

Les deux puits se distinguent donc à travers des fabriques magnétiques de nature différente. On distingue généralement en ASM les fabriques 'sédimentaires', 'intermédiaires' et 'tectoniques' (cf chapitre 3), dénominations provenant de la comparaison avec l'orientation des marqueurs

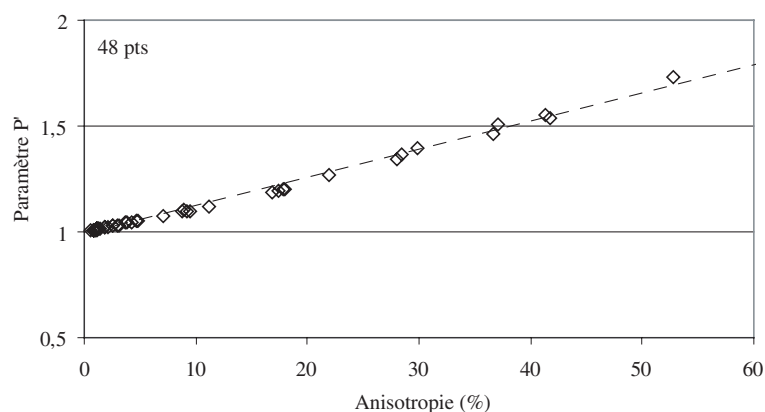


Fig. 5.5 - Comparaison entre les valeurs d'anisotropie et du paramètre P' calculés à partir des mesures acoustiques et magnétiques

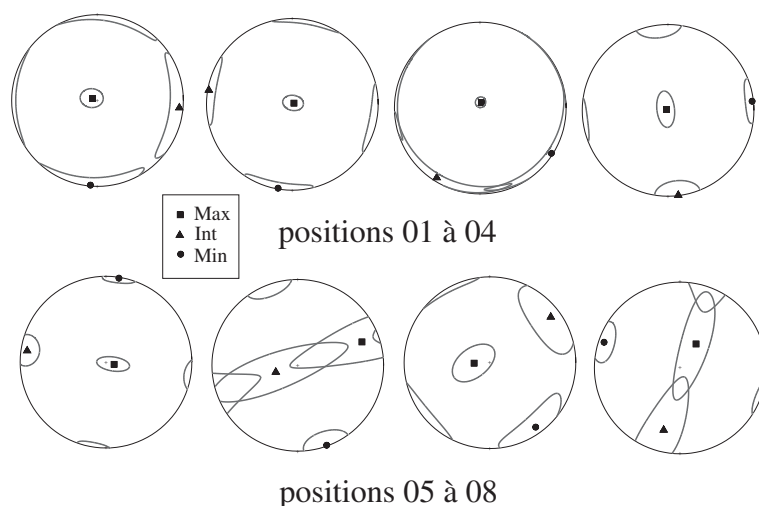


Fig. 5.6 - Stéréogrammes des vecteurs propres des différences de vitesses entre conditions sèche et saturée en eau dans les séries 01 à 08

macroscopiques de la déformation. Ici, l'axe minimum de susceptibilité étant situé en pôle de stratification dans les séries 01 à 04 (VA02), on parlera de fabrique sédimentaire. Dans les séries 05 à 08 (VA13), la perte du caractère sédimentaire des fabriques est attestée par la situation dans le plan de stratification des axes minima de susceptibilité et on pourra les qualifier en première approximation comme tectonique. Si on peut expliquer la fabrique magnétique sédimentaire par un allongement de minéraux ou de contacts intergranulaires paramagnétiques selon le plan de stratification, il est moins aisé de décrire exactement l'origine microstructurale d'une fabrique dite 'tectonique' (cf chapitre 3 et Saint-Bezar et al. [75]).

5.2.3 Propriétés électriques

La conductivité électrique a été mesurée dans l'axe de prélèvement de chacun des 24 échantillons disponibles. Le résultat de ces mesures est présenté figure 5.8 (valeurs table 5.5). Ici, le facteur de formation F (propriété résistive) et la porosité sont mis en relation à travers leurs

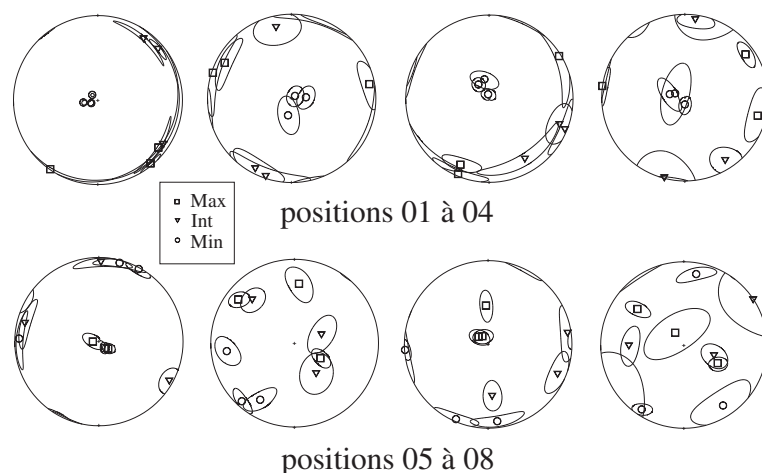


Fig. 5.7 - Stéréogrammes des susceptibilités magnétiques dans les séries 01 à 08. Les trois échantillons de chaque position sont mesurés et les vecteurs propres associés sont représentés sur le même diagramme stéréographique.

logarithmes respectifs et approchés par une loi d'Archie [4] du type $F = a\phi^{-m}$ où m est l'exposant de cimentation. Les deux tendances représentées distinguent les valeurs concernant les

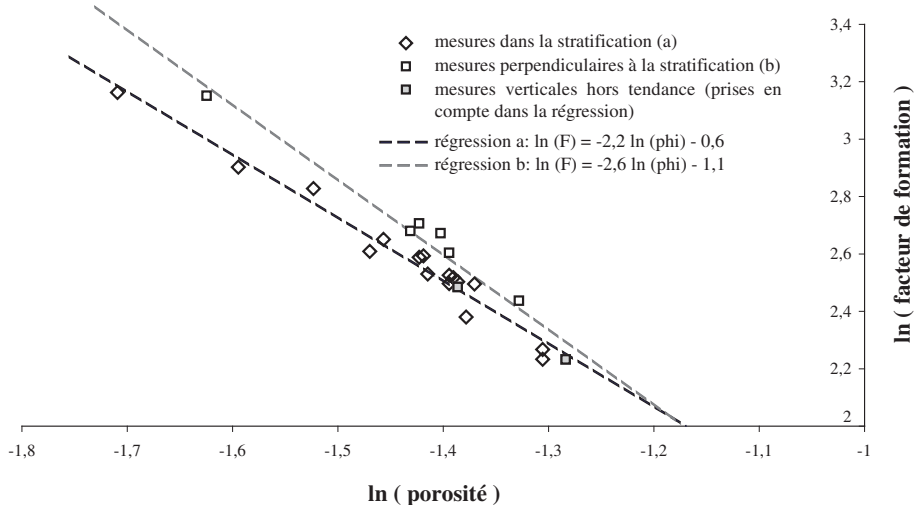


Fig. 5.8 - Résultat des mesure de conductivité électrique : logarithme du facteur de formation en fonction du logarithme de la porosité et droites de régression associées

échantillons prélevés parallèlement de ceux prélevés perpendiculairement au plan de stratification. Le facteur de formation étant plus grand selon l'axe des carottes prélevées verticalement, le transport des charges électriques semble s'effectuer préférentiellement parallèlement au plan de stratification. Cette constatation est en accord avec les nombreuses mesures de perméabilités verticales et horizontales du grès à *voltzia* fournies par Gaz De France (fig. 5.9). On peut par ailleurs remarquer, en marge de l'observation principale, que sur la figure 5.8 deux mesures sont situées en deçà de la tendance calculée parmi les échantillons 'Z'. Ces mesures, qui correspondent à nouveau aux positions 06 et 08, montrent un facteur de formation vertical comparable aux

		$\chi_{\text{moy}} (.10^{-6})$	Max	Int	Min	$\sigma (.10^{-4})$	A%	P'
1	x	41,94	1,0133	1,0108	0,9759	4	3,8	1,043
	y	37,71	1,0101	1,0051	0,9848	4	2,5	1,027
	z	40,59	1,0126	1,0117	0,9756	5	3,7	1,043
2	x	29,1	1,0033	1,0015	0,9952	4	0,8	1,009
	y	28,95	1,0039	0,999	0,9962	4	0,8	1,008
	z	27,20	1,0048	1,0013	0,9939	4	1,1	1,011
3	x	37,96	1,0041	1,0028	0,9931	4	1,1	1,012
	y	32,41	1,0043	1,0003	0,9954	4	0,9	1,009
	z	34,44	1,0052	1,0023	0,9925	4	1,3	1,013
4	x	21,68	1,0042	0,9995	0,9964	6	0,8	1,008
	y	20,54	1,0063	0,9992	0,9945	6	1,2	1,012
	z	14,90	1,0123	1,0015	0,9859	9	2,6	1,027
5	x	21,12	1,0125	0,9962	0,9913	6	2,1	1,022
	y	20,26	1,011	0,9963	0,9927	4	1,8	1,020
	z	18,31	1,0091	1,0003	0,9906	7	1,9	1,019
6	x	20,32	1,0068	0,9999	0,9933	6	1,3	1,014
	y	19,72	1,0045	1,0005	0,995	6	1	1,010
	z	19,45	1,0064	0,9988	0,9948	6	1,2	1,012
7	x	29,69	1,0062	0,999	0,9948	5	1,1	1,012
	y	34,28	1,0051	1,0017	0,9932	4	1,2	1,012
	z	38,23	1,0027	0,9994	0,9979	2	0,5	1,005
8	x	13,13	1,0099	0,9985	0,9916	8	1,8	1,019
	y	13,13	1,0039	1,0003	0,9957	10	0,8	1,008
	z	12,22	1,0064	1,0012	0,9924	6	1,4	1,014

Tab. 5.4 - Bilan des mesures de susceptibilité magnétique obtenues sur les échantillons de grès à voltaia

facteurs de formation horizontaux.

		Conductivité de la solution (mS/cm)			
		1,036	2,27	11,65	30,05
Conductivité de la roche (mS/cm)	1x	0,122	0,243	1,002	2,489
	1y	0,132	0,255	1,069	2,571
	1z	0,107	0,209	0,910	2,150
	2x	0,112	0,216	0,899	2,200
	2y	0,104	0,218	0,769	1,866
	2z	0,110	0,219	0,865	2,090
	3x	0,098	0,195	0,605	1,366
	3y	0,100	0,202	0,740	1,733
	3z	0,089	0,167	0,610	1,361
	4x	0,122	0,237	1,025	2,539
	4y	0,126	0,249	1,061	2,562
	4z	0,120	0,207	1,041	2,686
	5x	0,110	0,249	0,943	2,301
	5y	0,105	0,210	0,945	2,315
	5z	0,103	0,225	0,925	2,296
	6x	0,120	0,247	1,159	2,851
	6y	0,111	0,214	0,994	2,489
	6z	0,112	0,231	0,972	2,576
	7x	0,115	0,242	1,000	2,475
	7y	0,111	0,220	0,937	2,333
	7z	0,100	0,190	0,857	2,122
	8x	0,118	0,249	1,210	3,172
	8y	0,125	0,246	1,297	3,277
	8z	0,118	0,223	1,230	3,126

Tab. 5.5 - Mesures des conductivités électriques dans les 24 échantillons réservoir pour quatre solutions salines saturantes.

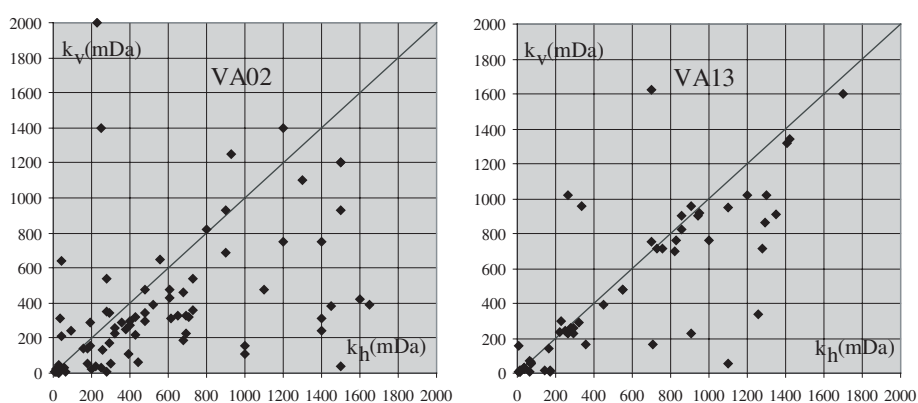


Fig. 5.9 - Mesures de perméabilité réalisées par Gaz de France dans des échantillons prélevés horizontalement et verticalement dans les puits VA02 et VA13 (faciès grès à voltzia)

5.3 Microstructures

Le but de cette étude microstructurale est, comme dans le cas des grès de Bentheim et de Rothbach, de tenter d'attribuer à des caractéristiques microstructurales la cause des anisotropies de propriétés observées.

Parmi les positions représentées, nous avons choisi d'en sélectionner deux dans chaque puits : 01 et 04 dans le puits VA02 ; 05 et 08 dans le puits VA13. Pour les deux puits, un échantillon présente une granulométrie fine et l'autre une granulométrie plus grossière (cf. fig.5.10). Nous avons

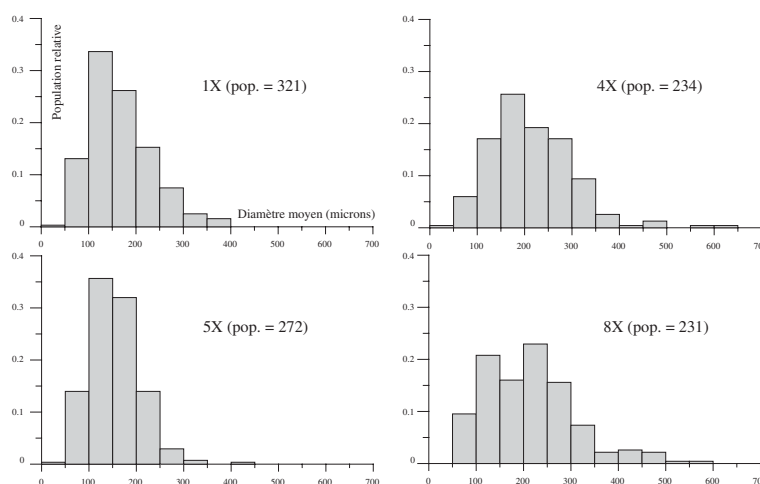


Fig. 5.10 - *Distribution des diamètres moyens des grains des échantillons 01(X), 04(X), 05(X) et 08(X)*

ensuite étudié séparément les anisotropies présentées parallèlement et perpendiculairement au plan de stratification. Les plans verticaux sont nommés par leur normale (axe de carotte), soit (X). De même, les plans horizontaux sont nommés (Z). Dans ce dernier, seule l'orientation préférentielle des fissures a été mesurée (on a supposé qu'il n'y avait pas d'orientation préférentielle des grains dans ce plan). La caractérisation microstructurale des plans (X) a été plus complète : nous y avons analysé l'orientation de la porosité, des fissures, des grains et des contacts intergranulaires. La porosité a été étudiée de la même façon que précédemment, soit par autocorrélation d'images obtenues en microscopie à réflexion. Pour l'inventaire des directions de fissuration des grains, il est nécessaire d'établir des critères de choix permettant, à défaut d'être certain d'avoir identifié toute la fraction cassante de la déformation subie par le grès, de relever au moins toujours les mêmes objets et d'en extraire la même tendance directionnelle. Pour cela, les critères cités ci-dessous ont été établis puis fournis à deux opérateurs à qui le même travail d'inventaire des fissures a été demandé. Les résultats obtenus se sont avérés être identiques. Les critères à respecter sont les suivants :

- Fissure quasi-rectiligne
- Même texture de part et d'autre de la fissure
- Pas de reprise en bord de grains (cristallisations récentes)
- 4 fissures par grain au maximum
- En cas de doute, pas de prise en compte de l'objet

Enfin, l'orientation des grains et des contacts intergranulaires a été déterminée par analyse d'objets à l'aide du logiciel ImageJ, après contourage manuel pour l'orientation des grains et surlignage pour les contacts, tous deux effectués sous Adobe Illustrator à partir d'images obtenues en réflexion.

Sur la figure 5.11, les orientations de fissures mesurées dans le plan de stratification (Z) sont comparées aux mesures de vitesses, aux sauts de vitesse après saturation, ainsi qu'à la susceptibilité magnétique obtenues dans ce même plan. Dans les échantillons 01, 05 et 08, une orientation préférentielle des fissures est clairement dégagée, et elle se traduit à chaque fois par un maximum des vitesses, à la fois en milieu sec et en milieu saturé. Le calcul des différences de vitesses (ligne noire pointillée) montre que la direction de plus forte augmentation du module d'onde P après saturation est perpendiculaire à l'orientation principale des fissures, ce qui semble attester du contrôle de cette anisotropie microstructurale sur les anisotropies de vitesses dans le plan de stratification. Dans l'échantillon 04, l'orientation préférentielle des fissures est très mal définie, ce qui se traduit d'ailleurs par une anisotropie de vitesse peu claire dans l'échantillon sec (on peut également se reporter à la fabrique de vitesses correspondante sur la figure 5.4). Enfin, les faibles intensités d'anisotropie de susceptibilité magnétique, exagérée sur la figure, ne permettent pas de dégager de relation particulière avec le réseau de fissures observé.

Dans les plans (X), nos observations ont été plus nombreuses. L'analyse de la porosité a été menée en suivant la méthode présentée dans le chapitre précédent. Deux images de porosité en niveaux de gris ont été extraites de chaque échantillon, ce qui a permis de réaliser un total de 8 autocorrélations. Les différents rapports de forme (Rayon vertical / rayon horizontal) des pics d'autocorrélation sont donnés dans le tableau 5.6. Ces rapports avoisinent en général 1 et

	01(X)	04(X)	05(X)	08(X)
Image 1	1	1.03	0.99	0.96
Image 2	0.92	0.98	0.97	0.94

Tab. 5.6 - Valeurs des rapports rayon vertical / rayon horizontal des pics d'autocorrélation sur deux images de porosité dans les plans 01(X), 04(X), 05(X) et 08(X)

on peut remarquer que deux images, même proches l'une de l'autre, peuvent conduire à des rapports assez différents (ex. : 0.92 et 1 pour 01(X)). Cela suggère des variations de la forme du réseau poreux d'une zone à l'autre dans une même lame, ce que nous avons déjà observé dans le grès de Bentheim (cf. fig. 4.5 : carte de porosité). Cependant, les valeurs calculées sont en majorité inférieures et non supérieures à 1, indiquant une tendance à un allongement préférentiel des pores selon le plan de stratification.

La figure 5.12 montre respectivement les résultats de relèvement de l'orientation préférentielle des fissures, des grains, des contacts, ainsi que les mesures de propriétés physiques faites dans le plan. Les diagrammes d'orientation sont des rosaces dont les données sont réparties par classes de 10 degrés. On propose ici de décrire les différents graphiques en partant de la gauche de la figure.

D'abord, les distributions de fissures dans les quatre échantillons montrent une orientation préférentielle unanimement verticale. On peut noter une différence de définition de cette orientation entre les plans 01(X) et 05(X) d'une part, et les plans 04(X) et 08(X) d'autre part, différence pouvant distinguer les granulométries mesurées précédemment. La détermination de l'orientation générale des grands axes de grains permet de dégager une nouvelle tendance. Dans l'ensemble, les grains présentent un allongement préférentiel proche du plan horizontal de la stratification, ce qui avait déjà été observé dans les grès de Bentheim et de Rothbach et interprété comme carac-

téristique d'une fabrique sédimentaire. Enfin, l'inventaire des contacts intergranulaires montre dans tous les échantillons une orientation préférentielle semblable à celle observée pour les grands axes de grains, orientation qui sera toutefois considérée par la suite comme ayant un effet opposé à celui de l'allongement des grains dans le plan de stratification. Nous avons également calculé les longueurs moyennes des éléments inventoriés dans chaque classe, ce qui est montré en noir au centre de chaque diagramme. Les variations observées montrent globalement des anisotropies mal définies, et par conséquent peu interprétables.

Si on compare un à un les profils des mesures de propriétés physiques au relevé des éléments microstructuraux, on peut dégager les observations suivantes :

- Dans tous les échantillons, les maxima de vitesse en milieu sec sont obliques et apparemment sans relation directe avec les diagrammes d'orientation adjacents
- Après saturation, ces maxima sont tous déplacés vers le pôle de stratification qui est aussi la direction moyenne des fissures (direction déjà considérée dans les plans (Z) comme responsable de l'anisotropie des vitesses dans le plan de stratification).
- Les différences de vitesses entre milieux sec et saturé présentent de loin les anisotropies les plus importantes. Ces différences sont maximales perpendiculairement à la stratification, résultat qui avait également été observé dans les grès de Bentheim et de Rothbach.
- En susceptibilité magnétique, on retrouve les résultats obtenus par mesure continue (fig. 5.7). Dans les plans 01(X) et 04(X), la susceptibilité magnétique est minimale en pôle de stratification, contrairement aux plans 05(X) et 08(X) où celle-ci est maximale dans la même direction.

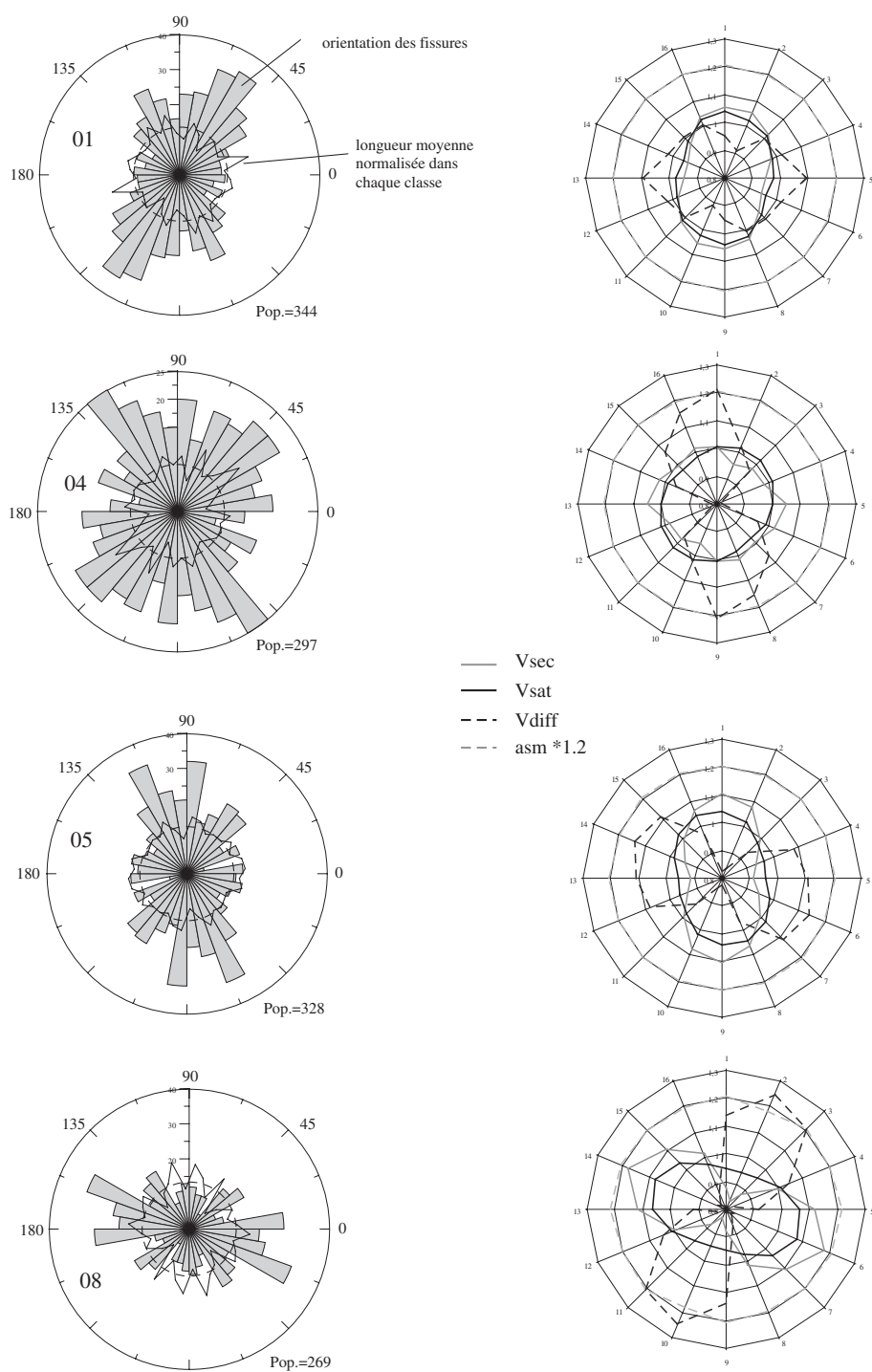


Fig. 5.11 - Orientation préférentielle des fissures et profils de vitesses acoustiques et de susceptibilité magnétique dans le plan de stratification

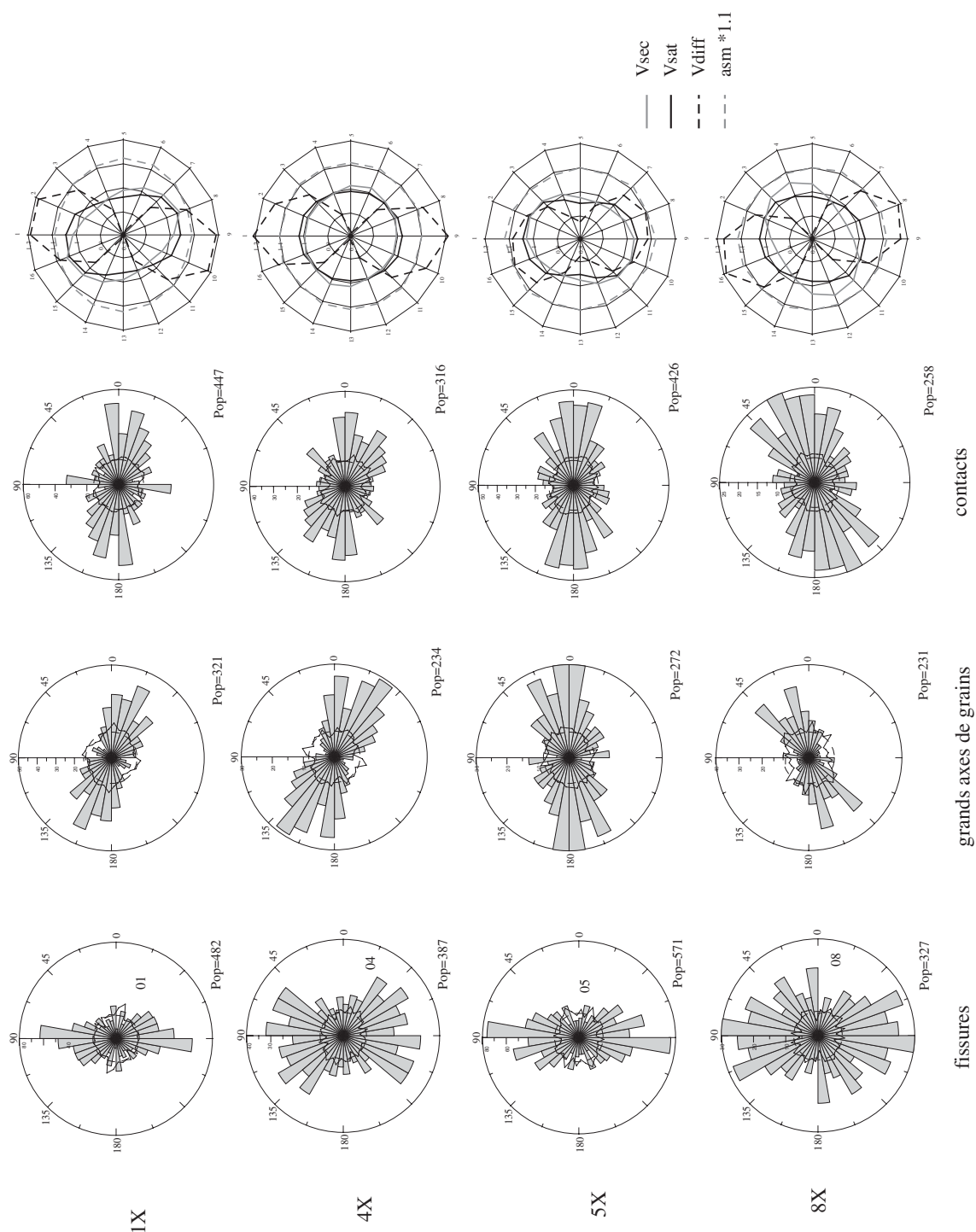


Fig. 5.12 - Orientation préférentielle des fissures, grands axes de grains, contacts intergranulaires et profils de vitesses acoustiques et de susceptibilité magnétique dans les plans verticaux

5.4 Interprétation des résultats

L'ensemble des données et diagrammes obtenus montre à nouveau l'existence d'un lien étroit entre anisotropies de propriétés physiques et caractéristiques microstructurales. Après avoir rappelé dans un premier temps les effets connus sur les propriétés physiques des éléments microstructuraux inventoriés, nous allons rapporter les observations faites à des fabriques-types, ce qui permettra à la fois de les regrouper en ensembles cohérents et de considérer leur signification géologique. Nous tenterons ensuite de mettre en évidence la manière dont ces fabriques se combinent pour produire toutes les géométries observés.

5.4.1 Influences des anisotropies microstructurales sur les propriétés effectives

a. Allongement préférentiel de la porosité

Ce cas de figure résulte en une vitesse de propagation maximale dans la direction générale d'allongement et minimale perpendiculairement à celle-ci. Considérons un milieu isotrope comportant des cavités de forme elliptique (fig. 5.13). Comme nous l'avons déjà vu avec le modèle de Kachanov [52], l'allongement préférentiel d'une porosité constituée d'inclusions elliptiques parallèles entre elles rend le milieu effectif plus facilement déformable dans la direction perpendiculaire à l'allongement des pores, direction qui porte aussi par conséquent les ondes P les plus lentes. Pour des rapports de forme assez faibles (<0.4) le modèle d'Eshelby-Cheng [27] [20] permet d'établir les valeurs du tenseur complet des coefficients élastiques. Le type d'anisotropie auquel il conduit est tout à fait identique. Ce modèle a déjà été présenté dans le chapitre 1.

Une validation expérimentale de ce type de comportement est fournie notamment par Rathore

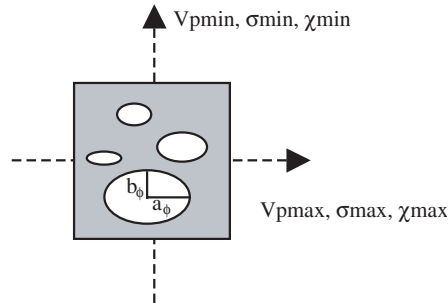


Fig. 5.13 - Milieu isotrope contenant une famille d'inclusions elliptiques parallèles entre elles.

[71] qui a mesuré les anisotropies de vitesses acoustiques créées par une porosité composée partiellement de cylindres très aplatis ($b/a = 0.004$) introduits parallèlement les uns aux autres dans un grès synthétique. La chute de rigidité dans la direction perpendiculaire au plan d'allongement des cylindres a pour effet de diminuer considérablement les vitesses acoustiques dans cette même direction, faisant apparaître une anisotropie élastique importante (i.e. $\simeq 30\%$ dans l'article cité).

Pour la conductivité électrique, l'anisotropie attendue est de même type que pour les vitesses d'onde P : il apparaît clair que, la porosité constituant le réseau de transport des charges électriques dans les échantillons saturés de solution saline, la conductivité électrique attendue est maximale dans la direction où la porosité est la plus développée. Enfin, la susceptibilité ma-

gnétique peut s'avérer anisotrope si les porteurs du signal magnétique tapissent les parois de la porosité (cas d'une anisotropie de répartition). Cela s'observe notamment dans le cas de fissures planes le long desquelles des circulations de fluides favorisent la cristallisation d'oxydes de fer (Saint-Bezar et al. [75]). La susceptibilité magnétique maximale est alors encore orientée parallèlement à la direction d'allongement de la porosité.

b. Allongement préférentiel des grains

Le comportement entraîné par ce cas de figure est identique au précédent. Considérons des grains de forme anisotrope superposés et présentant une orientation commune de leurs grands côtés dans la direction horizontale (fig. 5.14). Soit une surface de côtés égaux prélevée dans un tel empilement, l'orientation préférentielle des grains entraîne inévitablement une élongation préférentielle des contacts. Si on considère les zones de contact entre les grains comme des composants à part entière, l'empilement apparaît alors comme un milieu stratifié dont les modules d'onde peuvent être calculés par des moyennes de Voigt et de Reuss, pour des directions de propagation respectivement horizontale et verticale (cf. première partie, chapitre 1). A l'échelle sismique, la moyenne de Backus [7] permet de retrouver le tenseur de coefficients élastiques du milieu effectif à condition que chaque strate soit elle-même un milieu à symétrie hexagonale. Les exemples les plus fréquents d'anisotropies élastiques produites par l'allongement préférentiel d'une phase, dont le milieu stratifié peut être vu comme une limite, concernent essentiellement les argiles (Sayers [76] ; Johnston and Christensen [50]) ou les roches métamorphiques (Burlini and Kunze [18] ; Brosch et al. [16]).

Concernant la conductivité électrique, on n'envisagera que le cas d'un transport de charges en

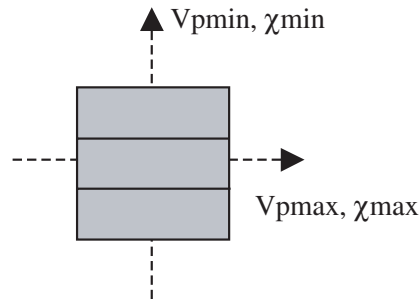


Fig. 5.14 - Cas d'un allongement des grains dans un milieu non poreux.

milieu poreux, en considérant que la conductivité électrique intrinsèque des minéraux est nulle devant celle présentée par la roche poreuse saturée en fluide. Par conséquent l'effet d'un allongement des grains sur la conductivité électrique est nul.

En ASM, on attribue généralement les anisotropies mesurées à une orientation préférentielle de réseau (OPR, l'anisotropie est portée par les axes cristallographiques des minéraux) ou à une orientation préférentielle de forme (OPF, les minéraux magnétiques présentent une anisotropie de forme et sont statistiquement orientés dans une direction commune). L'OPF se rapproche du schéma proposé pour les propriétés élastiques. On peut envisager l'OPF de deux façons : soit en considérant des minéraux dispersés dans toute la matrice et alignés parallèlement les uns aux autres selon leur direction d'allongement, soit en forçant la localisation des minéraux magnétiques sans leur imposer d'orientation individuelle, par exemple selon une lamine sédimentaire ou dans des zones de pression dissolution où ceux-ci se concentrent. La magnétite notamment, dont

la structure complexe rend l'anisotropie magnétocristalline négligeable, présente une anisotropie magnétique liée à sa forme, la susceptibilité étant maximale dans la direction d'allongement (Hrouda [41]). L'effet de l'orientation préférentielle des grains de magnétite sur l'ASM est alors à mettre en parallèle avec celui de l'orientation préférentielle des grains sur les vitesses acoustiques : une susceptibilité magnétique maximale est attendue dans la direction d'allongement et une susceptibilité minimale perpendiculairement à celle-ci. L'OPR, pour sa part, concerne la majorité des minéraux magnétiques. Les symétries cristallines étant parfois complexes, on ne peut pas faire ici de lien immédiat entre la forme du réseau et celle de l'ellipsoïde de susceptibilité. Toutefois, dans le cas des phyllosilicates (micas, chlorite), visibles dans les microstructures (fig. 5.17) et identifiées lors d'analyses par diffraction X réalisées par GDF, la symétrie cristalline est planaire de révolution autour de l'axe C qui porte la susceptibilité minimale (Martin-Hernandez and Hirt [61]). Cette symétrie simple du réseau cristallin entraîne un allongement des 'grains' selon le plan basal où la susceptibilité est maximale. On rejoint finalement, en ce qui concerne les phyllosilicates, le principe du maximum de propriété dans la direction d'allongement. On peut trouver dans Siegesmund et al. [80] un exemple d'ASM contrôlée par l'orientation préférentielle des micas. Un exemple opposé à celui des phyllosilicates est l'exemple de la calcite, dont l'axe C , qui porte cette fois-ci le maximum de susceptibilité, a tendance à s'aligner perpendiculairement au plan de cisaillement lors de la déformation (de Wall [94]). Cette particularité se traduit par l'orientation progressive du maximum de susceptibilité perpendiculairement à la direction d'allongement des grains. Il n'est donc pas simple de relier allongement préférentiel des grains et anisotropie de susceptibilité magnétique. Cependant, compte-tenu de la gamme de susceptibilités mesurées ($10 \cdot 10^{-6} - 40 \cdot 10^{-6}$), on peut affirmer que le signal est contrôlé par les minéraux paramagnétiques (Tarling et Hrouda [84]), représentés ici par les phyllosilicates (micas et chlorite), sachant par ailleurs que le quartz et le feldspath potassique, présents en grande quantité dans le grès étudié, sont diamagnétiques (susceptibilités négatives de l'ordre de $-10 \cdot 10^{-6}$) et magnétiquement isotropes (Hrouda [42] pour le quartz et Finke [28] pour le feldspath potassique). La contribution de minéraux ferromagnétiques, dont la magnétite et l'hématite sont les principaux représentant, peut s'envisager dans les roches granulaires comme venant d'une accumulation de grains au niveau des contacts de pression dissolution, ou en tapissage de surfaces fissurées, donc dans le cadre d'une orientation préférentielle liée à la répartition. En conclusion, on peut dans des cas comme celui que nous étudions, associer les anisotropies de susceptibilité observées à des anisotropies observables microscopiquement, soit de répartition, soit de forme.

c. Distribution anisotrope des contacts intergranulaires

Dans la figure 5.15.a., les grains sont symbolisés par des carrés blancs et les contacts assurés par des traits noirs. Au total, 12 contacts sont possibles. Dans cet exemple, le nombre de contacts assurés est plus grand dans la direction horizontale (6/12) que dans la direction verticale (3/12). Ramenons tous les contacts assurés à un seul par direction (fig. 5.15.b.). Le contact global horizontal (h) est plus long que le contact global vertical (v). Calculons à l'aide d'une moyenne de Voigt (chargement perpendiculaire à la direction du contact) le module d'Young de la zone de contact horizontale, il vaut, si E_c est le module d'Young du matériau composant le contact et E_ϕ celui du matériau contenu dans la lacune restante, $E_h = \frac{6}{12}E_c + \frac{6}{12}E_\phi$, alors que celui de la zone de contact verticale vaut seulement $E_v = \frac{3}{12}E_c + \frac{9}{12}E_\phi$. Il est donc plus difficile de déformer la zone de contact horizontale sous chargement vertical que de déformer la zone de contact verticale dans le cas d'un chargement horizontal. Une roche granulaire dont les contacts sont plus nombreux dans une direction donnée devrait donc présenter des vitesses d'onde P maximales perpendiculairement à cette direction. L'article d'Anandarajah [1] qui a déjà été évoqué dans le

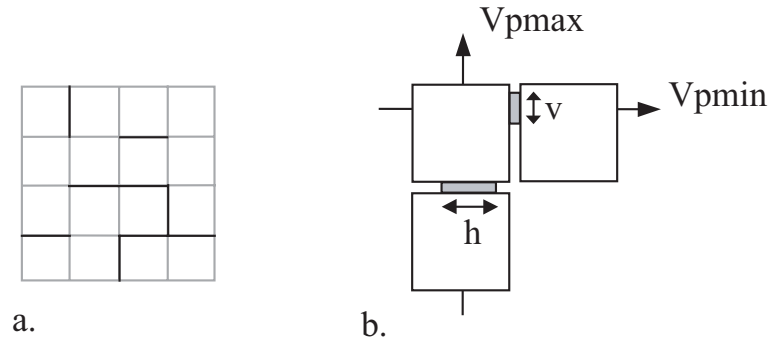


Fig. 5.15 - Cas d'une distribution anisotrope des contacts intergranulaires : a. Ensemble de grains carrés reliés ou non entre eux par un contact b. Tous les contacts observés se résument en un seul contact dans chaque direction

chapitre précédent, montre la réorientation des contacts intergranulaires lors de la compaction uniaxiale d'un ensemble de grains sphériques, la nouvelle distribution adoptée par ces contacts ayant pour conséquence de 'durcir' le milieu parallèlement à la direction de chargement. Supposons enfin que la susceptibilité magnétique soit portée par des argiles paramagnétiques telles que celles qui ont été identifiées avant dans le grès de Rothbach. Alors une anisotropie de distribution des contacts se traduirait logiquement par une anisotropie de susceptibilité magnétique de même forme.

d. Réseau de fissures parallèles entre elles ou possédant un axe en commun

L'effet de la fissuration sur les propriétés physiques est globalement le même que celui d'un allongement préférentiel des grains ou de la porosité. On distingue sur la figure 5.16 le cas d'un réseau de fissures sub-parallèles de celui de fissures ayant seulement une direction en commun. Le reste du milieu est considéré comme non poreux et isotrope. Dans le cas du réseau de fissures sub-parallèles (fig.5.16.a.), les vitesses d'ondes P sont considérablement diminuées perpendiculairement à ce réseau, ce qui a pour conséquence de créer un plan isotrope de vitesses maximales parallèle au plan des fissures. Si les fissures possèdent un axe en commun (fig.5.16.b.), la diminution des vitesses d'ondes P va concerner tout le périmètre du cylindre ci-dessous, définissant cette fois un plan isotrope de vitesses minimales et une direction de vitesses maximale commune avec l'axe de zone des fissures. De nombreux travaux décrivant théoriquement le comportement élastique statique ou dynamique de milieux contenant une distribution non aléatoire de fissures ont été réalisés, parmi lesquels on peut citer Walsh [96], Hudson [45] [46], Thomsen [88] ou Kachanov [52]. L'article de Sayers et Kachanov [77] envisage de manière théorique les effets des configurations de fissures évoquées ci-dessus sur les vitesses de propagation d'ondes acoustiques et modélise l'évolution de la densité de fissures durant le chargement triaxial d'un cylindre de grès de Berea (Scott [79]).

Dans les deux cas de figure évoqués ici, la conductivité électrique et la susceptibilité magnétique (si on considère que des minéraux magnétiques occupent une partie de l'espace laissé libre par les fissures), vont développer des anisotropies de même géométrie que les réseaux envisagés.

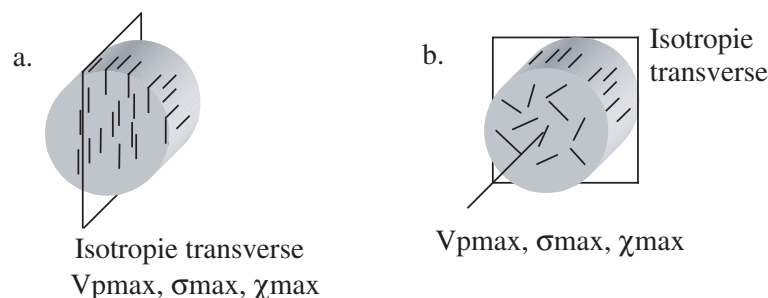


Fig. 5.16 - Cas d'une distribution non aléatoire de fissures en milieu isotrope : a. Réseau de fissures sub-parallèles b. Fissures ayant une direction en commun

5.4.2 Types de fabriques en présence

On parlera ici de fabrique pour désigner une configuration microstructurale conduisant à une forme d'anisotropie de propriété physique caractéristique et généralement liée à un événement géologique précis. La configuration microstructurale en question pourra être décrite entièrement à partir d'un ou plusieurs des exemples cités dans le paragraphe précédent. Nous allons voir que l'impression successive sur la roche de deux fabriques, une sédimentaire et l'autre de 'raccourcissement' ou de 'compaction horizontale' permet de rendre compte de façon convaincante de l'ensemble des observations et mesures réalisées.

a. Fabrique sédimentaire

La fabrique sédimentaire caractérise l'état de la roche avant raccourcissement horizontal. Elle peut être subdivisée elle-même en deux fabriques ayant des géométries contradictoires pour les propriétés élastiques : une forme liée au dépôt des sédiments (qu'on pourra qualifier de type I) et une autre à leur compaction (type II). Si on exclut provisoirement le type II, on peut caractériser la fabrique de type I par un allongement des grains et de la porosité selon le plan de stratification, caractéristiques qui ont été observées lors de l'étude microstructurale (voir figure 5.12 pour l'allongement des grains et tableau 5.6 pour l'autocorrélation sur images de porosité). Les mesures de conductivité électrique ont d'ailleurs confirmé la présence de cette fabrique en montrant une anisotropie en accord avec les effets attendus, c'est-à-dire une direction de plus faible conductivité perpendiculaire au plan de stratification. Enfin, l'observation d'images prises au microscope montrent également l'allongement systématique des bâtonnets de mica (biotite et muscovite, minéraux paramagnétiques) dans le plan de stratification (cf fig. 5.17), amenant les mesures de susceptibilité magnétique à présenter une fabrique sédimentaire, au moins dans les échantillons 01 à 04. Cette première fabrique tend à définir un milieu effectif isotrope transverse avec un minimum situé en pôle de stratification et des valeurs maximale et intermédiaire très proches l'une de l'autre, occupant le plan de stratification (cf. cas des vitesses dans le grès de Bentheim).

Le phénomène de compaction (type II) a pour conséquences de modifier la qualité des contacts (largeur, indentations) et d'en augmenter la proportion présente dans le plan de stratification. Si la contrainte dépasse un certain seuil, une fissuration verticale des grains est également observée. En terme d'élasticité, la compaction produit une symétrie identique à celle de la fabrique précédente (milieu effectif transversalement isotrope) mais inversée : il tend en effet à placer le maximum des vitesses d'onde P en pôle de stratification. Sur la figure 5.12, nous avons ob-

servé deux éléments caractéristiques de la présence d'un terme de compaction : une orientation préférentielle des contacts parallèlement au plan de stratification et une tendance moyenne des fissures relevées à occuper une position verticale.

b. Fabrique de raccourcissement horizontal

La configuration microstructurale adoptée dans une roche sédimentaire lors du raccourcissement peut se présenter de différentes façons selon le mode de déformation suivi (rupture cataclastique, pression-dissolution, migration de dislocations). Le grès étudié a été clairement affecté par une fracturation intragranulaire (fig. 5.17) concernant particulièrement les grains de feldspath. En considérant une compression horizontale, on peut envisager une situation semblable à celle du chargement lithostatique (compaction), à la différence qu'ici, les contraintes perpendiculaires à la direction de raccourcissement ne sont plus égales en raison de la contrainte verticale liée au poids des sédiments. Cet état de contrainte favorise la formation de fractures conjuguées d'axe commun vertical, ainsi que la fermeture des fissures perpendiculaires à la direction de raccourcissement, ce qui a pour effet d'isoler d'autant mieux la famille de fissures créée. D'après l'analyse des orientations des fissures dans les échantillons Z (i.e. de section horizontale), on peut avancer l'hypothèse d'une orientation préférentielle liée au *raccourcissement*, ou du moins à un *état de contrainte anisotrope dans le plan de stratification*. L'effet notable de cette contrainte horizontale anisotrope sur les profils de mesure et dans tous les stéréogrammes obtenus en milieu saturé est de localiser les axes minima de vitesse au lieu de les laisser se disperser dans le plan de stratification sous le seul effet de la compaction.

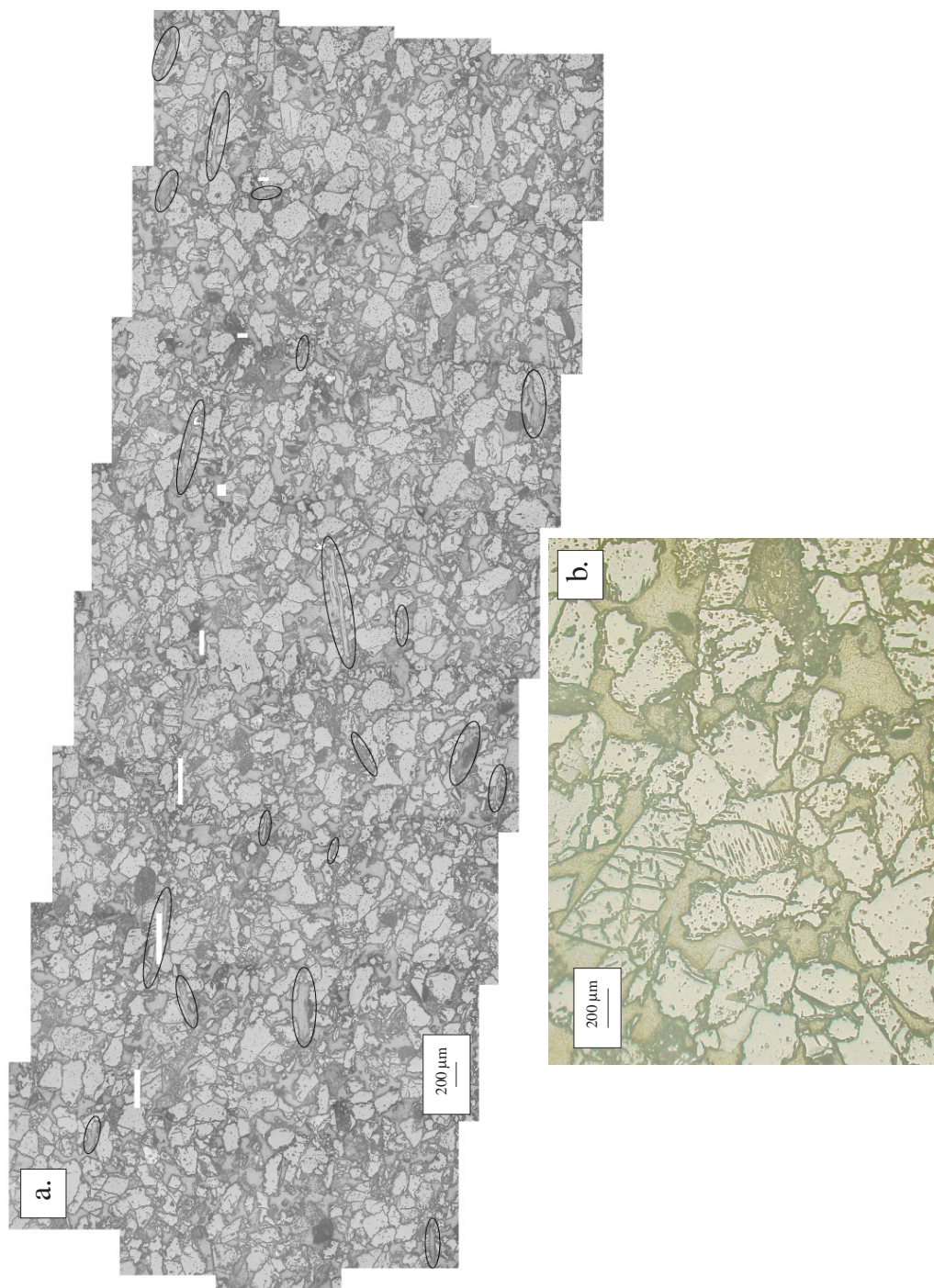


Fig. 5.17 - *a. Mosaïque d'images obtenues en lumière réfléchie sur une lame de grès à voltzia. Les paillettes de mica (entourées) montrent un allongement général parallèle au plan de stratification. b. L'ensemble des grains est par ailleurs affecté par une intense fissuration*

5.4.3 Origine composite des anisotropies dans le grès à voltzia

En reprenant la colonne des profils de mesures de propriétés physiques des figures 5.11 et 5.12, et à la lumière des anisotropies identifiées à l'échelle microstructurales ainsi que de leurs conséquences connues, on se propose de synthétiser les éléments qui nous semblent clairement exprimés à présent.

Anisotropie contrôlée par la fissuration dans le plan de stratification Dans les échantillons Z, les vitesses mesurées, tant en milieu sec qu'en milieu saturé, présentent des minima dirigés perpendiculairement à l'orientation moyenne de fissures apparues lors de la structuration du réservoir sous l'effet d'un champ de contrainte anisotrope dans le plan de stratification. Le contrôle des vitesses acoustiques par la fissuration est ici confirmé par l'anisotropie des différences de vitesse après saturation : c'est perpendiculairement aux fissures que le gain de rigidité est le plus grand entre les deux états.

Composition entre fabriques de dépôt et de raccourcissement dans les plans verticaux Dans les plans verticaux, les maxima de vitesse acoustique se situent en position intermédiaire entre la fabrique sédimentaire initiale, dont les pores et l'allongement des grains encouragent une propagation rapide horizontale, et la direction verticale rendue rapide par les fissures recensées dans ces plans et par l'anisotropie de distribution des contacts intergranulaires. Lors de la saturation (courbes noires sur la figure 5.12), l'influence de la porosité décroît. Cette perte d'influence des pores profite à la fissuration qui tend à orienter tous les maxima de vitesse vers une position verticale. Les différences de vitesses entre milieux sec et saturé traduisent la diminution de la contribution sédimentaire initiale (porosité allongée) comme l'augmentation de l'effet de l'anisotropie de matrice (contacts horizontaux plus nombreux et fissures verticales). La figure 5.18 illustre cette dernière observation.

Expression 3D de la composition La composition mise en évidence dans les plans (X) s'exprime nécessairement dans les stéréogrammes des figures 5.4 et 5.6, dont on peut à présent expliquer la forme et l'évolution lors de la saturation en eau. La figure 5.19 reprend cette évolution avec un stéréogramme-type. En milieu sec, l'axe de vitesse minimale correspond au pôle moyen des fissures qui ont été observées dans les plans (X) (pôle horizontal). L'orientation de ces fissures et l'anisotropie de distribution des contacts favorise une propagation rapide verticale, empêchée par une porosité allongée selon le plan de stratification. Après saturation, l'effet de la porosité diminue et un contraste de vitesse important place l'axe de propagation rapide en position verticale.

Expression géométrique de l'intensité de la déformation Dans les stéréogrammes correspondant aux mesures réelles (fig. 5.4), il est encore à expliquer pourquoi en milieu sec, les séries 01 à 04 ne présentent pas leur minimum de vitesse dans le plan de stratification. On propose de voir ici un nouvel effet de composition, l'axe minimum des vitesses migrant progressivement vers le plan de stratification et n'atteignant cette position qu'à partir d'une certaine intensité de fissuration. La vérification de cette hypothèse fournirait un critère nous permettant d'affirmer que l'endommagement dû à la structuration du réservoir est moins avancé dans le puits VA02 que dans le puits VA13 (en plus de la nette différence observée entre les fabriques magnétiques des deux puits). Cela suppose qu'on peut observer un déplacement continu de l'axe minimum des vitesses au cours de la déformation. Or, nous avons vu dans le chapitre 3 que la composition de deux fabriques de directions principales communes ne mène en aucun cas à un

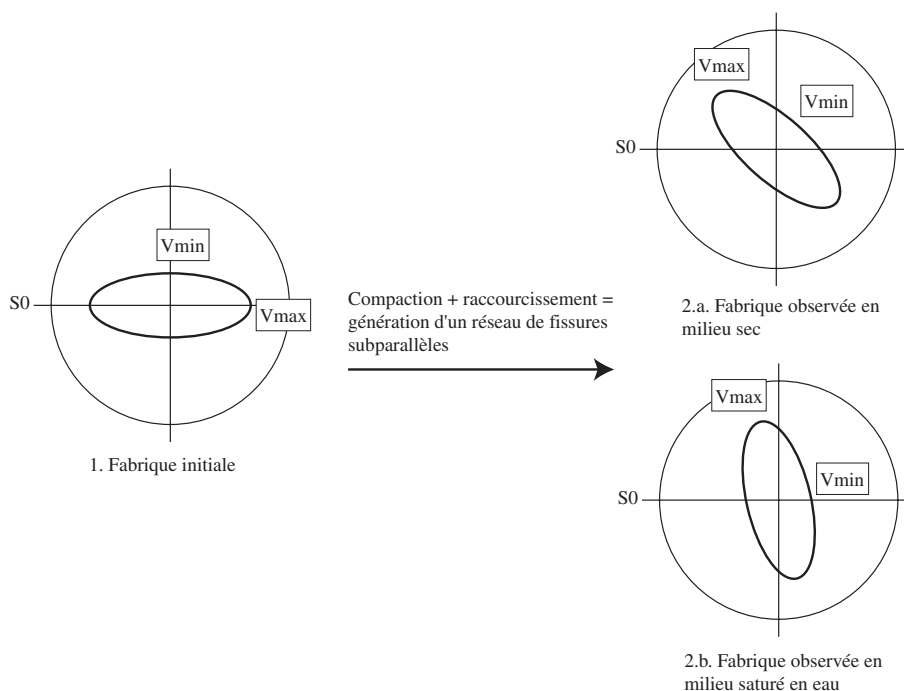


Fig. 5.18 - Aspect schématique des diagrammes de vitesse en milieux sec et saturé en eau avant et après introduction d'un réseau de fissures subverticales (S_0 : plan de stratification, la surface d'observation est verticale). 1. Fabrique de dépôt. L'allongement préférentiel des grains et de la porosité engendre un maximum de vitesses d'onde P dans le plan de stratification et un minimum perpendiculairement à celui-ci. 2. La présence d'un réseau de fissures verticales déplace l'axe des vitesses maximales. Le résultat est une composition entre fabrique de dépôt et fabrique liée à la fissuration des grains. 2.b. Fabrique observée lorsque les échantillons sont saturés en eau, l'effet de l'allongement de la porosité diminue, ce qui augmente l'effet relatif des fissures. L'axe des vitesses maximales s'approche donc davantage de la position verticale.

déplacement continu mais plutôt à des substitutions entre axes principaux de propriété. Relativement à une fabrique initiale, la composition avec une seconde ne présente des axes principaux obliques que si cette dernière l'est aussi. On ne peut donc obtenir une rotation continue d'une composition qu'à condition que l'une des fabriques intervenant soit elle-même en rotation continue. Dans le grès à voltzia, on tente de rendre compte des anisotropies observées à partir de fabriques de directions principales communes (sédimentaire, compaction, raccourcissement), ce qui pose problème pour l'obtention d'une direction minimale de vitesse oblique. Les fabriques qui se composent ne peuvent donc pas être tout à fait coaxiales. On va développer ci-après cette idée, dans une partie où on tentera de reproduire à l'aide d'un modèle anisotrope simple, les différentes fabriques élastiques observées.

De la fissuration à la fracturation Nous avons pu voir parmi les échantillons provenant du puits VA13 une différence de comportement systématique aux positions 06 et 08 : anisotropies de vitesses élevées dans les échantillons saturés (figure 5.3, axes maxima des différences de vitesse obliques par rapport au pôle de stratification (figure 5.6), fabrique magnétique perturbée (figure 5.7) et facteurs de formation faibles par rapport à la tendance générale observée dans

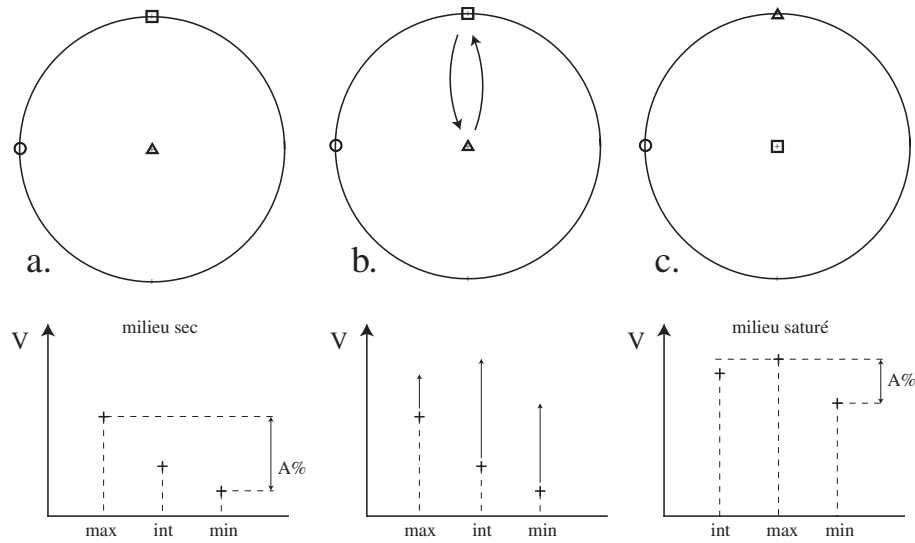


Fig. 5.19 - Mise en évidence par la saturation en eau de la composition entre fabriques de dépôt et de 'déformation'. a. Fabrique en milieu sec. b. Variations des vitesses dans les trois directions principales. Substitution des axes maximum et intermédiaire. c. Fabrique finale : l'effet de la porosité n'est plus visible

les échantillons prélevés verticalement (figure 5.8). Ces résultats sont en accord avec la présence d'une porosité de second ordre liée à la fissuration, porosité contrôlée probablement par la granulométrie (cf figure 5.10 pour les positions 05 et 08). Dans les stéréogrammes de différences de vitesses 06 et 08, l'idée de composition énoncée plus haut demeure car l'axe maximum des différences de vitesse est oblique par rapport au pôle de stratification (alors qu'il est vertical partout ailleurs). Cet axe est en fait en position intermédiaire entre le pôle de la porosité initiale et le pôle des fissures, qui, une fois ouvertes, jouent le même rôle que la porosité initiale lors de la saturation.

Nous venons de voir que dans des cas de fabriques élastiques plus complexes que celles observées dans les grès de Bentheim et de Rothbach, il n'en était pas moins possible de remonter à leur origine microstructurale, voire de les interpréter en termes de déformation, ou du moins de les associer à une position particulière dans la structure étudiée (ici, centre ou périphérie de réservoir), comme c'est souvent le cas en ASM. De manière à lier l'ensemble de ces observations dans un objet commun, on propose de recourir à une modélisation qui va présenter les intérêts suivants :

- Prise en compte de toutes les caractéristiques microstructurale relevées dans le grès à voltzia
- Validation des effets de chacune sur les coefficients élastiques
- Reproduction géométrique des fabriques obtenues lors de la superposition dans le temps des diverses sources d'anisotropie (dépôt, compaction, raccourcissement)

5.5 Modélisation

Dans le premier chapitre, les modèles élastiques les plus employés pour décrire les comportements anisotropes des roches ont été présentés (cf chapitre 1). Ceux-ci permettent en général d'étudier les conséquences en termes de propriétés élastiques effectives de l'anisotropie d'un seul élément : grains ou matrice (Voigt [93] / Reuss [74] , Backus [7]), porosité (Eshelby [27], Hudson [45] [47], Kachanov [52] [51]), ciment (Dvorkin et Nur [25] modifié par Louis et al. [58]). On souhaite ici modéliser à la fois les effets de tous les éléments inventoriés dans l'étude microstructurale. En milieu effectif isotrope, le modèle de sphères composites d'Hashin-Shtrickman permet d'approcher la valeur des modules élastiques d'un solide comportant une autre phase en inclusion. Même s'il est reconnu que les modèles de milieux à inclusion peuvent représenter correctement les propriétés effectives des milieux granulaires, ceux-ci n'en sont pas moins géométriquement très différents. Dans le modèle d'Hashin-Shtrickman, les phases sont isotropes et parfaitement liées. Dans le cas d'un milieu constitué par exemple de grains de quartz et de feldspath, chaque phase est représentée par une coquille sphérique isotrope. Cette coquille est en réalité un ensemble de grains de formes variées, et aux frontières desquels les paramètres élastiques sont tout à fait différents de ceux du minéral. On propose de calculer dans un premier temps les modules élastiques effectifs moyens d'un mélange solide dont la composition minéralogique correspond à celle du grès à voltzia, puis de les 'dégrader' en prenant en compte les frontières des grains, puis leur anisotropie de forme. Par étapes successives, nous allons reconstruire un grès homogène anisotrope dans lequel la porosité et les grains présentent une anisotropie de forme, les contacts une anisotropie d'orientation, et en introduisant un réseau de fissures parallèles entre elles.

5.5.1 Prise en compte par étapes de toutes les caractéristiques recensées

Etape 1 : Module effectif solide

Le modèle d'Hashin-Shtrickman a été réécrit par Berryman [10] pour pouvoir représenter un milieu comportant plus de deux phases. L'écriture des bornes supérieure et inférieure des modules effectifs K et μ d'un tel mélange est la suivante :

$$\begin{cases} K^{HS+} = \Lambda(\mu_{max}), & \mu^{HS+} = \Gamma(\zeta(K_{max}, \mu_{max})) \\ K^{HS-} = \Lambda(\mu_{min}), & \mu^{HS-} = \Gamma(\zeta(K_{min}, \mu_{min})) \end{cases}$$

$$K^{HS} = \frac{K^{HS+} + K^{HS-}}{2}, \quad \mu^{HS} = \frac{\mu^{HS+} + \mu^{HS-}}{2}$$

avec

$$\begin{cases} \Lambda(z) = \left(\sum \frac{f_i}{K_i + \frac{4}{3}z} \right)^{-1} - \frac{4}{3}z \\ \Gamma(z) = \left(\sum \frac{f_i}{\mu_i + z} \right)^{-1} - z \\ \zeta(K, \mu) = \frac{\mu}{6} \left(\frac{9K + 8\mu}{K + 2\mu} \right) \end{cases}$$

Afin de modéliser les anisotropies élastiques de l'ensemble, on travaillera avec les modules E_1 et ν_1 définissant les propriétés du milieu en compression uniaxiale avec :

$$E_1 = \frac{9K^{HS}\mu^{HS}}{3K^{HS} + \mu^{HS}}, \quad \nu_1 = \frac{3K^{HS} - 2\mu^{HS}}{2(3K^{HS} + \mu^{HS})}$$

Etape 2 : prise en compte de l'anisotropie de la porosité

L'anisotropie de la porosité dans le grès réservoir a été mesurée par la technique d'auto-corrélation d'images. Afin de proposer des coefficients élastiques effectifs dans trois directions de l'espace, nous avons considéré que cette anisotropie était la même dans les deux plans verticaux représentés sur la figure 5.20. Le calcul est mené en deux dimensions en condition de déformation plane (on considère qu'on applique successivement une contrainte uniaxiale selon les trois directions de l'espace). L'effet sur les propriétés élastiques d'une famille d'inclusions ellipsoïdales parallèles entre elles est calculé par les relations fournies par Kachanov [52]. Dans les trois directions repérées sur la figure, les relations utilisées sont les suivantes (voir aussi Louis et al. [58]) :

$$\begin{cases} E_{h12} = \frac{E_1(1-\nu_1^2)^{-1}}{1+\Phi(1+2\delta)} \\ E_{h22} = \frac{E_1(1-\nu_1^2)^{-1}}{1+\Phi(1+2\delta)} \\ E_{v2} = \frac{E_1(1-\nu_1^2)^{-1}}{1+\Phi(1+2/\delta)} \end{cases} \quad (5.1)$$

$$\begin{cases} \nu_{h12} = \frac{\nu_1(1-\nu_1^2)^{-1}+\Phi}{1+\Phi(1+2\delta)} \\ \nu_{h22} = \frac{\nu_1(1-\nu_1^2)^{-1}+\Phi}{1+\Phi(1+2\delta)} \\ \nu_{v2} = \frac{\nu_1(1-\nu_1^2)^{-1}+\Phi}{1+\Phi(1+2/\delta)} \end{cases} \quad (5.2)$$

où Φ est la porosité totale, et δ le rapport entre petit et grand demi-axe (b_Φ/a_Φ) de l'ellipse correspondante. Les indices associés aux modules élastiques fournissent la direction d'observation (h1, h2 ou v) suivie du numéro correspondant à l'étape de calcul.

Dans les étapes suivantes, les calculs ne seront effectués que pour les modules d'Young. Des

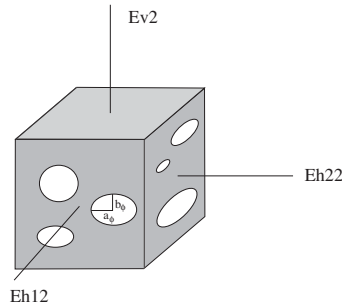


Fig. 5.20 - Milieu isotrope comportant une porosité composée d'inclusions elliptique.
Le rapport de forme moyen mesuré par autocorrélation vaut 0.97

équations similaires pourront être calculées pour les coefficients de Poisson.

Etape 3 : Ellipticité des grains

Attribuons au grain moyen l'ellipticité mesurée pour les grains des grès à voltzia. On peut calculer l'anisotropie associée à l'empilement de plusieurs grains moyens en reprenant le principe de la figure 5.21 ci-dessous.

En s'appuyant sur le schéma de la figure 5.21, on peut calculer les modules d'Young horizontaux et vertical de l'empilement en utilisant des moyennes de type Voigt et Reuss. En appelant α l'ellipticité du grain de départ (rapport b/a de la figure), e et E_c , respectivement l'épaisseur

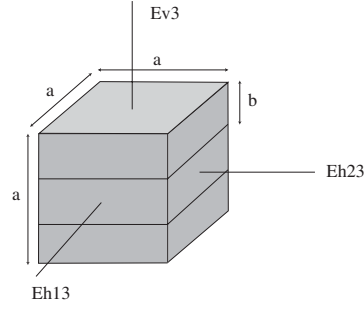


Fig. 5.21 - Schéma équivalent correspondant à l'allongement horizontal des grains.
Le rapport entre hauteur et largeur d'une couche représentant un grain est de 0.61

normalisée (par rapport à la longueur de grain a) et le module d'Young d'un contact, on obtient :

$$\begin{cases} E_{h13} \sim E_{h12} \\ E_{h23} \sim E_{h22} \\ E_{v3} = \left(\frac{(\frac{1}{\alpha}-1)e}{E_c} + \frac{1-(\frac{1}{\alpha}-1)e}{E_{v2}} \right)^{-1} \end{cases} \quad (5.3)$$

L'allongement des grains dans la matrice ayant été pris en compte, on part à présent d'un grain homogène anisotrope auquel on va appliquer l'anisotropie de distribution de contacts observée dans le grès à voltzia.

Etape 4 : Anisotropie de distribution des contacts

Ici, on s'appuie sur le raisonnement tenu précédemment et associé à la figure 5.15 concernant l'effet sur les propriétés élastiques d'une distribution anisotrope des contacts (voir également figure 5.22 ci-dessous). Nous allons calculer deux moyennes de Reuss, dans des directions ho-

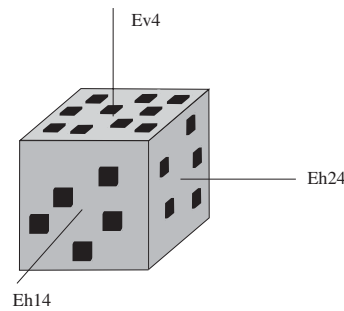


Fig. 5.22 - Les contacts (carrés noirs) assurés entre le grain moyen et ses voisins sont plus nombreux dans le plan horizontal que dans les plans verticaux

izontales et verticale. Les paramètres rentrant en compte sont l_m la longueur moyenne des contacts (normalisée à celle d'un grain, cette donnée est disponible à partir de nos mesures), e , l'épaisseur normalisée d'un contact, et γ , l'anisotropie de répartition entre les directions verticale et horizontale ($\gamma = n_v/n_h$, n_v et n_h étant respectivement le nombre de contacts recensés dans

la direction verticale et dans la direction horizontale). On propose les expressions suivantes :

$$\begin{cases} E_{h14} \sim \left(\frac{(\frac{1}{\gamma}+1)e}{2l_m E_c} + \frac{1-e}{E_{h13}} \right)^{-1} \\ E_{h24} \sim \left(\frac{(\frac{1}{\gamma}+1)e}{2l_m E_c} + \frac{1-e}{E_{h23}} \right)^{-1} \\ E_{v4} \sim \left(\frac{(1+\gamma)e}{2l_m E_c} + \frac{1-e}{E_{v3}} \right)^{-1} \end{cases} \quad (5.4)$$

Etape 5 : Introduction de fissures dans le grain moyen

On introduit ici une anisotropie élastique dans le plan de stratification (figure 5.23). L'approche

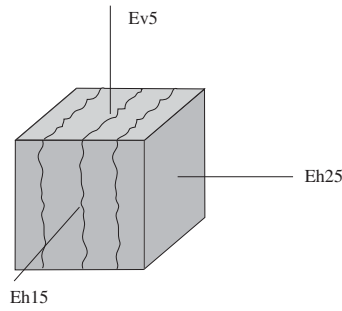


Fig. 5.23 - Réseau de fissures parallèles entre elles de pôle h2

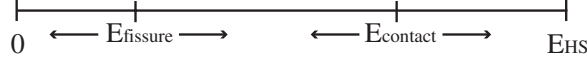
de la fissuration qui est proposée ici n'a pas vocation à être utilisée comme modèle élastique de roche fissurée. Les modèles déjà cités décrivent de façon beaucoup plus détaillée les conséquences sur les propriétés élastiques de la présence de diverses distributions de fissures. Ici, l'effet d'une fissure d'épaisseur w et de rigidité transverse E_f est simplement prise en compte dans le calcul des modules d'Young à l'aide d'une moyenne de Reuss. Dans nos calculs, on introduira des fissures d'orientations tirées aléatoirement dans une certaine gamme d'angles, de manière à reproduire les distributions observées en microstructure. On donne ici simplement le principe de calcul pour des fissures verticales parallèles entre elles. Si f est la densité de fissures (comptée en fraction de largeur de grain, $f = \frac{wn}{a}$ pour n fissures de largeur w sur une longueur a), alors :

$$\begin{cases} E_{h15} \sim E_{h14} \\ E_{h25} = \left(\frac{f}{E_f} + \frac{1-f}{E_{h24}} \right)^{-1} \\ E_{v5} \sim E_{v4} \end{cases} \quad (5.5)$$

Epaisseurs et coefficients élastiques d'un contact et d'une fissure

Dans ce modèle, nous avons choisi de considérer les zones de contacts et les zones de fissures comme des constituants à part entière de la roche. Il est donc nécessaire de définir leurs épaisseurs et modules élastiques perpendiculaires à leur direction d'allongement. Nous choisirons des valeurs que nous estimons être d'ordres de grandeur corrects. Les épaisseurs de contacts sont estimées à un centième de largeur de grain, on prendra la même valeur pour w l'épaisseur d'une fissure. Les coefficients élastiques correspondant à ces zones sont pour leur part seulement contraints par leurs positions respectives sur une échelle de grandeur.

Le module d'Young d'un contact est nécessairement inférieur à celui du mélange d'Hashin-Shtrickman mais supérieur à celui d'une fissure, celle-ci pouvant aller jusqu'à avoir un module nul. Le schéma ci-dessous illustre ces ordres de grandeur. Dans les simulations qui suivent, trois



couples (E_c, E_f) ont été choisis pour représenter à la fois des milieux peu et très déformables : $(E_c = E_1/2, E_f = E_1/10)$, $(E_c = E_1/5, E_f = E_1/20)$, $(E_c = E_1/10, E_f = E_1/70)$. La valeur de $(E_1/70)$ dans le dernier couple correspond à un ordre de grandeur estimé pour une densité de fissure comparable dans les équations données par Kachanov ([51], p.308) dans un milieu comportant des fissures parallèles entre elles.

5.5.2 Simulation

Les modules de Young effectifs correspondant à des valeurs données de α , e , l_m , γ , f , E_c et E_f peuvent être calculés facilement. Cependant, le problème évoqué plus haut, interdisant l'obliquité des axes d'une composition de fabriques coaxiales, n'est ici toujours pas résolu. On pourrait conserver le modèle tel qu'il est et calculer pour une population de fissures croissante l'effet sur le module de Young dans la direction h_2 . On montrerait les variations respectives du paramètre élastique effectif dans les trois directions du repère. Mais la position variable des axes minima des vitesses ne serait pas reproduite, ce qui nous intéresse le plus ici car c'est une indication que nous tenons comme marqueur de l'intensité de la déformation. La solution que nous proposons est de ne plus considérer les fissures comme un réseau de plans parallèles entre eux, mais de les générer une à une selon des plans légèrement obliques par rapport au repère de référence, comme c'est le cas dans la réalité (cf distributions observées sur les figures 5.11 et 5.12). Il suffira ensuite de rechercher la quantité de fissures à partir de laquelle le module de Young minimum atteint le plan de stratification et y reste.

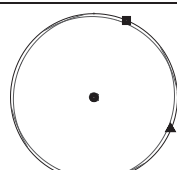
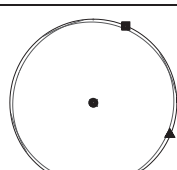
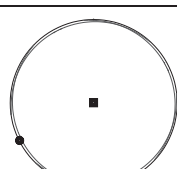
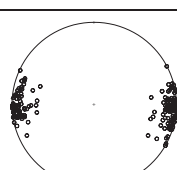
La méthode qu'on propose d'employer ici est la suivante. On mènera les calculs des modules de Young effectifs des étapes précédant l'introduction des fissures (étapes 1 à 4). A l'étape 5, nous suivrons la procédure suivante :

- Ecriture des module d'Young dans un tenseur de rang 2 appelé 'tenseur de grain dans le repère lié à E_{h1}, E_{h2}, E_v
- Génération d'une fissure oblique par rapport aux faces du grain
- Changement de référentiel et expression du tenseur de grain dans le repère lié au pôle de la fissure oblique
- Calcul de la moyenne de Reuss dans la direction du pôle \vec{n} de la fissure où E vaut $E_n = \vec{n} \hat{E} \vec{n}$
- Retour dans le référentiel d'origine
- Diagonalisation du tenseur
- Représentation du minimum du module de Young sur un projection stéréographique

Les instructions correspondant à ces opérations ont été écrites et exécutées sous Scilab (programme figurant en annexe A.2.). Les valeurs des paramètres sont : rapport de forme de la porosité : $\delta = 0.97$; anisotropie de forme des grains : $\alpha = 0.61$; longueur de contact normalisée par grain : $l_m = 0.39$; rapport d'anisotropie des contacts : $\gamma = 0.64$; épaisseur des contacts et

fissures : 1% de la longueur du grain ; minéralogie : 75% quartz, 20% FK, 5% argiles ; porosité : 24%. Les valeurs des coefficients d'incompressibilité et des modules de cisaillement sont issues de Mavko et al. [63].

Les résultats que nous montrons ici ne décrivent pas une investigation complète de l'effet des paramètres sur les anisotropies produites. Notre but dans cette brève simulation est de proposer un calcul dans lequel les anisotropies texturales mesurées sont utilisées, et de montrer qualitativement l'acquisition des fabriques élastiques successives. Nous ne discuterons pas réellement les valeurs obtenues, les paramètres concernant les contacts et les fissures étant assez mal contraints (mis à part les anisotropies observées dans les microstructures). Le tableau 5.7 donne l'évolution du module de Young et de son anisotropie lors de la superposition progressive sur les modules moyens d'Hashin-Shtrickman des anisotropies de porosité, de forme des grains, de distribution des contacts et de distribution des fissures. Dans chaque cas, un stéréogramme-type est pré-

E _{HS} =74.77 GPa (1)	E _c =E _{HS} /2 E _f =E _{HS} /10		E _c =E _{HS} /5 E _f =E _{HS} /20		E _c =E _{HS} /10 E _f =E _{HS} /70		Stéréogramme-type			
	E _{moyen}	A%	E _{moyen}	A%	E _{moyen}	A%				
Porosité anisotrope (Relations de Kachanov) (2)	44.63	1.7	44.63	1.7	44.63	1.7				
Allongement des grains (3)	44.61	1.8	44.45	2.9	44.18	4.8				
Distribution des contacts (4)	43.54	0.4 ⁽ⁱ⁾	41.29	0.5	38.04	1.9				
Fissuration : Etat du milieu à f=10% (5)	E _{moyen}	A%	ϕ (deg)	E _{moyen}	A%	ϕ (deg)	E _{moyen}	A%	ϕ (deg)	
	38.49	32.9	4.5	33.48	61	4.6	25.6	140	5.0	

⁽ⁱ⁾ : La fabrique correspondant à cette anisotropie est encore celle des grains et pores allongés. Le maximum des vitesses bascule en pôle de stratification dans les cas suivants (valeurs plus faibles du module d'Young d'un contact)

Tab. 5.7 - *Calculs réalisés sur le module de Young en prenant successivement en compte les anisotropies de porosité, de forme des grains, de distribution des contacts et de distribution des fissures pour trois couples (E_c , E_f). L'angle ϕ donné en bas du tableau correspond à l'inclinaison en degrés de l'axe minimum de module d'Young au bout de 10 itérations*

senté. L'anisotropie de la porosité et l'allongement préférentiel des grains parallèlement au plan de stratification ont des effets identiques sur les modules d'Young. Il est intéressant d'observer

la sensibilité du milieu à une très faible anisotropie de la porosité (étape 2) (près de 2% d'anisotropie élastique pour un rapport de forme de 0.97. Pour un rapport de forme de 0.9, cette anisotropie vaudrait 6%). L'anisotropie liée à l'allongement des grains (étape 3) dépend pour sa part moins du paramètre α (anisotropie de forme des grains) que de la valeur de E_c , module d'Young du contact. Pour le premier couple (E_c, E_f) , on voit en effet que l'anisotropie du milieu effectif ne subit presque pas d'augmentation. L'effet de l'allongement des grains devient visible pour de valeurs de E_c inférieures à $\frac{1}{2}E_{HS}$.

L'orientation préférentielle des contacts (étape 4) a des conséquences opposées aux anisotropies précédentes. On, peut vérifier sur le stéréogramme associé que les maxima de vitesse sont basculés en position verticale. Cela nous permet de montrer par le calcul les effets contradictoires de diverses anisotropies microstructurales mais aussi de vérifier que les conditions dans lesquelles nous nous sommes placés suffisent à provoquer ce basculement.

De par le grand contraste existant entre leurs modules d'Young, l'introduction de la première fissure (5) dans le milieu anisotrope (4) modifie rapidement la fabrique élastique effective. Les fissures sont introduites une à une. Et l'orientation de chacune est tirée aléatoirement dans une gamme d'angles limitée à ± 30 degrés en azimuth et en inclinaison. Le stéréogramme qui est montré regroupe les projections des axes minima du module d'Young pour une vingtaine de simulations comportant chacune 10 itérations (10 fissures introduites). Chaque fissure apparaît avec une certaine obliquité vis-à-vis du repère de référence et le minimum atteint une position horizontale par un effet de moyenne. Les directions les plus obliques correspondent aux premières fissures, et l'inclinaison moyenne devient inférieure à 5 degrés à partir de 10 itérations (cf figure 5.24). Statistiquement, l'apparition de fissures d'orientations variables dans une gamme

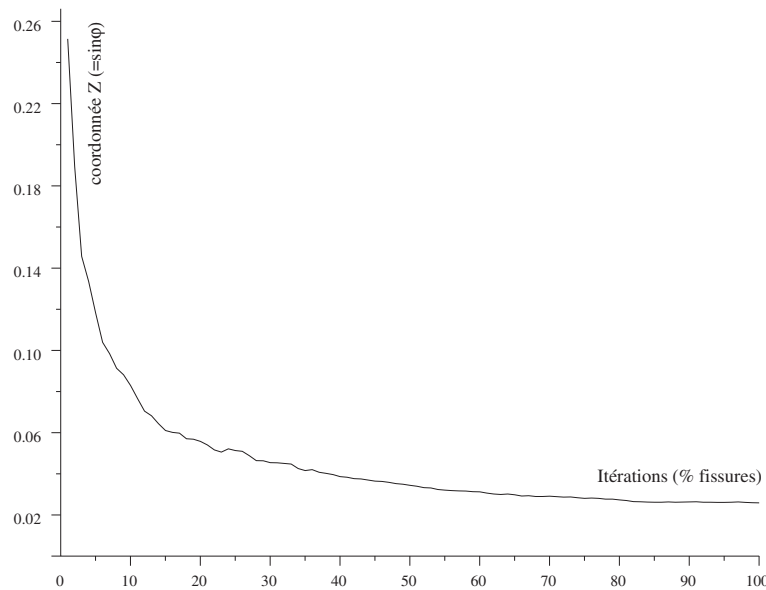


Fig. 5.24 - Valeur absolue en milieu sec de la coordonnée z des axes minima du module de Young en fonction de l'intensité de fissuration. La courbe présentée est la moyenne de 100 courbes semblables

fixée conduit donc au fait que les axes minima du module de Young atteignent le plan de stratification seulement au bout d'un certain nombre d'itérations, soit d'une certaine intensité de fissuration. Cette observation permet d'affirmer que les séries d'échantillons 05 à 08 ont été davantage déformées que les séries 01 à 04 pour lesquels les minima de vitesse en milieu sec n'ont

pas encore atteint le plan de stratification.

Cette simulation nous a donc permis, à travers l'utilisation des paramètres microstructuraux observés dans le grès à Voltzia, de reconstituer dans l'ordre trois fabriques-types, couvrant :

- Le cas déjà observé dans le grès de Bentheim qui est celui d'une anisotropie sédimentaire de type I (dépôt) correspondant aux étapes de calcul (2) et (3) et associée à un allongement préférentiel des grains et de la porosité dans le plan de stratification.
- Le cas correspondant au grès de Rothbach qui est le recouvrement de l'anisotropie sédimentaire de type I par une anisotropie sédimentaire de type II (compaction) dans laquelle l'anisotropie d'orientation des contacts (étape 4) privilégie le positionnement vertical du module de Young maximal.
- La fabrique de raccourcissement dans laquelle un état de contrainte triaxial favorise l'apparition d'une famille de fissures subverticales d'azimut fixé dans le plan de stratification (étape 5) et dont les conséquences sont une perte importante de rigidité dans la direction du pôle moyen de ces fissures.

On peut de plus affirmer, ce qui était le plus important ici, que les conséquences sur le milieu effectif de la composition de plusieurs anisotropies non coaxiales (ici des fissures) permettent de distinguer différentes intensités de déformation par le principe de l'axe minimum moyen. En l'occurrence, malgré un pendage très faible des structures, on vérifie par cette simulation que la déformation subie au centre du réservoir étudié (VA13) est plus intense que celle observée dans le puits périphérique (VA02).

5.5.3 Saturation en eau d'une roche de porosité faiblement anisotrope

Les calculs qui ont été fait précédemment simulent le comportement du grès étudié en compression uniaxiale, cadre dans lequel sont définis les modules d'Young (E) et de Poisson (ν). Or l'eau n'est définie que par son module d'incompressibilité K (volumique), rendant impossible son introduction dans les moyennes que nous avons calculées, à l'exception du cas de cracks cylindriques aplatis dont on considère que le changement de volume est proportionnel au changement de distance entre surfaces ($\Delta V/V_0 = \Delta b/b_0$, cf Kachanov [51], p.318). Compte-tenu de la très faible anisotropie de porosité qui a été mesurée, ce dernier cas de figure n'est pas applicable ici. De même, les équations d'Eshelby-Cheng [27][20] (milieu isotrope contenant une faible concentration de cracks de rapport de forme quelconque) ont montré dans le chapitre 1 une inversion des profils de vitesse attendus pour des rapports de forme des pores supérieurs à 0.4. S'il apparaît difficile de calculer l'effet sur les anisotropies élastiques de la saturation en eau d'inclusions ellipsoïdales, les valeurs des coefficients K et μ dans le cas d'inclusions sphériques saturées peuvent être obtenues assez facilement. On se reportera par exemple au schéma auto-cohérent déjà présenté dans le chapitre 1 (Berryman, 1995 [10]). Parallèlement à cela, on peut reprendre l'écriture la plus simplifiée du module d'Young d'un milieu comportant une inclusion elliptique (contraintes planes) donnée par Kachanov [52] :

$$\frac{1}{E_d} = \frac{1}{E_0} + \frac{\Phi + 2\Phi_d}{E_0} \quad (5.6)$$

Φ étant la porosité et Φ_d une 'porosité directionnelle' (tenseur β) valant $\frac{\pi b^2}{S}$ dans la direction du grand demi-axe et $\frac{\pi a^2}{S}$ dans la direction du petit demi-axe, avec S la surface étudiée, a et b respectivement les grand et petit demi-axes de l'inclusion moyenne, la porosité totale Φ valant $\frac{\pi ab}{S}$. Comme cela a déjà été remarqué, on peut donc envisager le modèle comme définissant dans chaque direction un milieu contenant une inclusion sphérique de volume variable. A partir des modules E_d et ν_d calculés pour une direction donnée, il est alors possible de remonter

aux modules K et μ correspondants pour appliquer une loi de saturation telle que celle du schéma autocohérent. Une interprétation de cette observation est donnée sur la figure 5.25. Considérant une ellipse allongée selon un axe horizontal (h) et de petit axe vertical (v), on montre qu'on peut calculer dans chacune des directions (h et v) le module d'incompressibilité du milieu isotrope équivalent contenant une cavité circulaire. La saturation en eau de ces milieux équivalents conduit à la définition d'une nouvelle anisotropie : celle du modèle de Kachanov pour des inclusions saturées en eau.

L'application des ces relations permettrait de mettre en évidence la diminution d'anisotropie lors

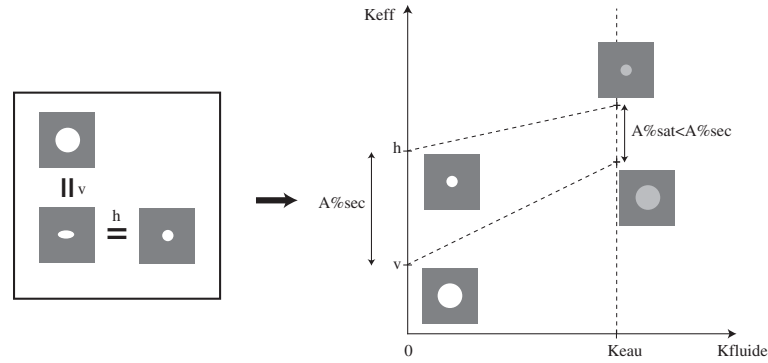


Fig. 5.25 - Résultat attendu de la saturation en eau sur les anisotropies issues du modèle de Kachanov

de la saturation d'une inclusion sans contrainte sur la porosité ni sur le rapport de forme de cette inclusion. Par la même, l'anisotropie élastique étant diminuée par la saturation, on vérifierait également l'accroissement de l'effet de la fissuration dans la migration des minima de rigidité en milieu saturé. En effet, plus l'anisotropie de départ du milieu est faible, plus l'introduction d'une fissure est fortement ressentie, cela se traduisant par le fait que l'axe minimum de vitesse converge plus rapidement vers la direction imposée par le pôle de la fissure.

6

Le pli des Chaudrons

Sommaire

6.1	Introduction	101
6.1.1	Contexte géologique	102
6.1.2	Travaux antérieurs	102
6.2	Mesures de propriétés physiques	105
6.2.1	Référentiels	105
6.2.2	Echantillonnage	106
6.2.3	Propriétés élastiques et magnétiques	106
6.3	Microstructures	115
6.4	Synthèse	119
6.4.1	Résultats obtenus	119
6.4.2	Etude antérieure	119
6.4.3	Discussion	121
6.5	Publication No4 (insérée en annexe B.4.)	123

6.1 Introduction

Contrairement au réservoir étudié dans la partie précédente, le pli des Chaudrons (fig. 6.1) présente, à l’affleurement, une structure très disymétrique et affectée par une déformation intense et visible (flanc avant très redressé, failles affectant les bancs les plus compétents, schistosité pénétrative anastomosée entraînant un débit en microlithons). L’intérêt présenté par ce contexte, outre le fait que d’autres travaux aient déjà été menés dans la région par l’équipe (Averbuch et al. [6][5], Frizon de Lamotte et al. [29][30], Grelaud et al. [34], Souque et al. [83][82]), est d’étudier sur le même mode que précédemment une structure accessible pour une grande part et complexe par son mode de déformation. Un travail réalisé en collaboration avec S. Tavani et F. Salvini de l’Université de Rome 3, a abouti à la soumission d’un article (cf Annexe B.4) au Mémoire de l’AAPG (American Association of Petroleum Geologists). Ce travail avait pour objectif de fournir une description à plusieurs échelles (celle de l’affleurement et celle de l’échantillon) d’un réservoir potentiel affecté par un mécanisme de pression dissolution, et de discuter l’acquisition dans le temps de la schistosité observée. Nous allons insister dans ce qui suit sur l’évolution des propriétés physiques le long des profils d’échantillonnage réalisés. Ce travail peut se concevoir comme étant dans la continuité de ceux de Cluzel [21] [22] et Tourenq [89], qui assez tôt, se sont intéressés

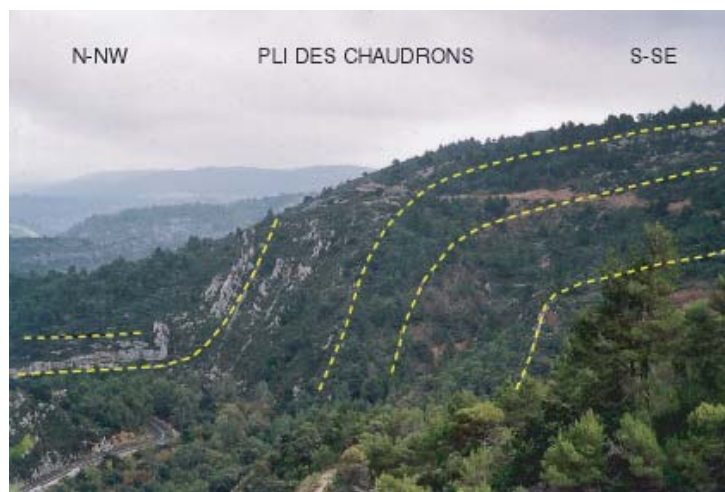


Fig. 6.1 - Photographie d'un affleurement du pli des Chaudrons

aux anisotropies de propriétés élastiques et mécaniques en relation avec les discontinuités dans les roches et plus spécifiquement dans celles des Corbières.

6.1.1 Contexte géologique

Le pli des Chaudrons appartient à la zone de transfert des Corbières qui relie la zone Nord-Pyrénéenne à la ceinture de chevauchement de Languedoc-Provence (cf fig. 6.2). Sa formation est attribuée à l'Eocène supérieur (Ellenberger [26]). Ce pli dessine cartographiquement une suite de combes alignées selon une directions E-W (fig. 6.2). Son flanc avant court (une centaine de mètres) et très redressé (pendages dépassant 60 degrés) est décrit, ainsi que l'ensemble de la structure, par Cluzel [21]. Les faciès observés à l'affleurement sont au nombre de trois : calcaires lacustres rognaciens (Crétacé supérieur), limons fluviatiles à microcodium du vitrollien (Paléocène inférieur) et limons fluviatiles du Thanétien.

6.1.2 Travaux antérieurs

La thèse de D. Cluzel [21] intitulée 'Etude microtectonique de l'avant-pays de la Nappe des Corbières' est une étude géologique intégrant une partie consacrée aux anisotropies de propriétés physiques en relation avec les structures étudiées. Ce dernier aspect, qui est celui qui nous intéresse le plus ici, a été traité à travers des mesures de temps de propagation d'ondes acoustiques, de résistance mécanique et de gonflement à l'eau. Il a été montré notamment qu'on pouvait relier géométriquement les axes principaux des anisotropies de vitesse d'onde P et de gonflement à l'eau aux directions principales de la déformation, et ce y compris dans le cas de faibles déformations. Les roches les plus déformées ayant par ailleurs présenté les anisotropies les plus importantes, Cluzel a même proposé l'emploi des anisotropies de propriétés physiques comme substitut aux analyses microstructurales. La figure 6.3 récapitule brièvement les observations microstructurales effectuées par Cluzel et les conséquences observées sur les propriétés physiques. Les échantillons étudiés ont été choisis pour leur représentativité vis-à-vis des roches du Crétacé terminal à l'Eocène dans les Corbières (calcaires gréseux fins, les grains de quartz sont noyés dans une matrice micritique contenant argiles (10%) et oxydes de fer). La direction Z

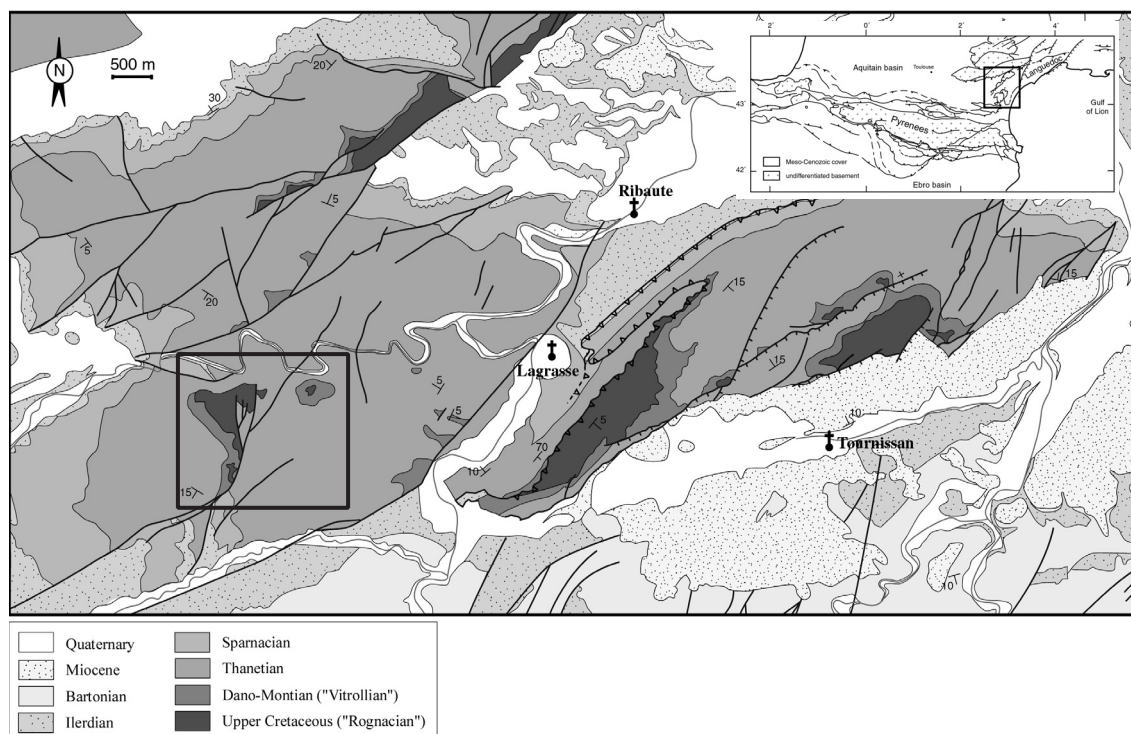


Fig. 6.2 - Situation de la zone étudiée dans son contexte géologique

correspond à la direction de raccourcissement et la direction X à la direction d'allongement ; la direction Y est verticale. La direction de vitesse minimale de propagation d'onde P est exactement perpendiculaire aux surfaces de dissolution soulignées par de minces films ferrugineux. De plus, le contraste de rhéologie entre le grain de quartz et la matrice micritique environnante crée des zones d'ombre en bordure des grains réparties dans un plan perpendiculaire à la direction de raccourcissement. Cet état de contrainte favorise la cristallisation de la calcite dissoute au niveau des interfaces grain de quartz / matrice carbonatée soumises à la contrainte principale. La calcite recristallise en lamelles fibreuses visibles dans les plans XY et XZ, et préférentiellement allongées selon X où les vitesses maximales sont par ailleurs mesurées. Finalement, après effacement de l'empreinte sédimentaire, la déformation dans les faciès étudiés s'exprime par la formation d'une schistosité constituant à la fois un plan de discontinuité mécanique et une zone de concentration de produits ferrugineux. Pour les propriétés physiques, cette schistosité conduit finalement à une fabrique quasi-planaire, conséquence de la dissolution, d'axe de révolution parallèle à la direction de raccourcissement.

L'aspect microstructural des roches du vitrollien dans lesquelles nos mesures ont été effectuées est légèrement différent de celui décrit par Cluzel, les échantillons étant constitués en grande partie de débris de microcodium (rosaces de calcite), laissant peu de place à la matrice micritique. Cependant, comme nous allons le voir, on a pu constater que les grains de quartz jouent un rôle finalement identique face à la compression, pourvu que la déformabilité élastique du matériau qui l'entoure soit plus grande que la sienne. Le travail que nous avons effectué avait deux objectifs :

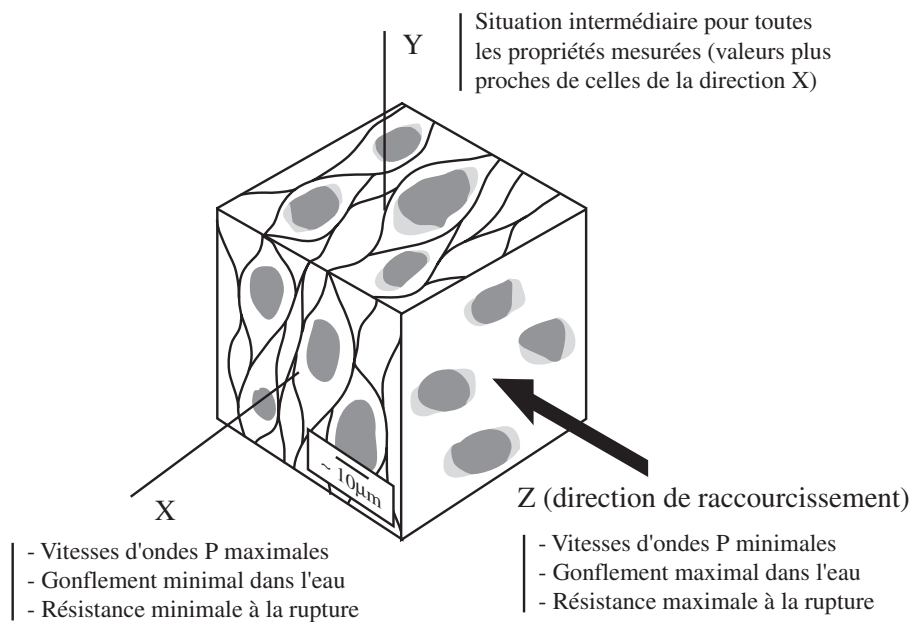


Fig. 6.3 - Résultats de mesures de propriétés physiques réalisés par Cluzel [21] sur un calcaire gréseux représentatif des roches schistosées des Corbières.

- Comparer les anisotropies de susceptibilité magnétique et de vitesse d'onde acoustique en contexte naturel en réalisant un profil de leur évolution conjointe le long du pli des Chaudrons
- Compléter les résultats disponibles concernant les relations entre propriétés physiques et microstructures, notamment dans la partie frontale du pli où un mécanisme de cisaillement parallèle aux couches a été identifié

Nous avons procédé ici de la même façon qu'auparavant en essayant d'extraire un maximum d'informations des mesures de propriétés physiques pour ensuite formuler des hypothèses puis de les vérifier à travers l'analyse microstructurale.

6.2 Mesures de propriétés physiques

6.2.1 Référentiels

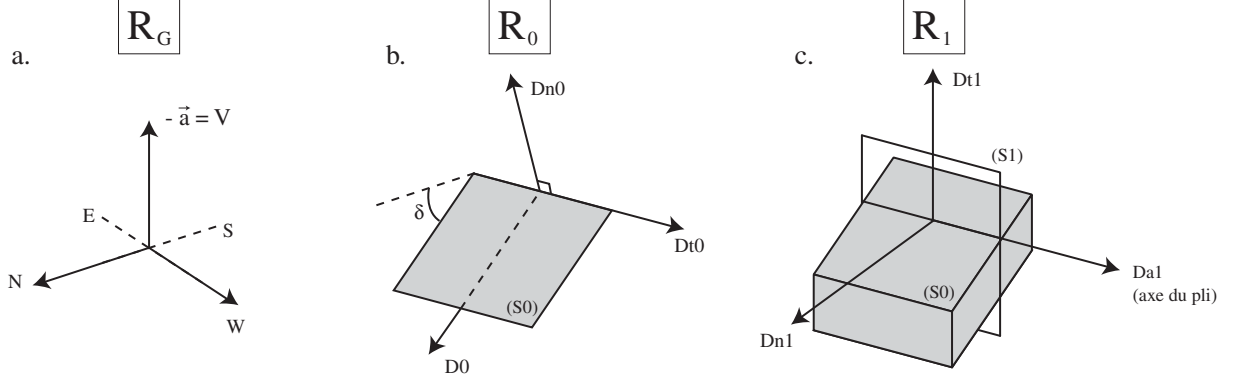


Fig. 6.4 - Trois référentiels sont envisagés : (a.) est le référentiel géographique de base tandis que (b.) et (c.) sont attachés au pli.

On présente sur la figure 6.4 les trois référentiels disponibles pour la représentation de nos données de propriétés physiques et d'analyse microstructurale. Le premier référentiel 6.4.a. est le référentiel géographique R_G dans lequel nous représenterons la plupart des stéréogrammes (par la suite on remplacera $-\vec{a}$ par V pour simplifier la notation). L'utilisation de ce référentiel se traduit par l'appartenance sur les figures des deux plans S_0 (stratification) et S_1 (schistosité). Au contraire, les référentiels R_0 et R_1 (6.4.b. et 6.4.c.) sont attachés au pli. R_0 est composé de l'azimut, du pendage et du pôle du plan de stratification. Son utilisation permet d'observer la variation des positions des axes principaux de propriété et de la schistosité, relativement à la position originale des couches. Le référentiel R_1 comporte deux directions caractéristiques de la structure : l'axe du pli et le pôle de la schistosité, le troisième axe étant formé par le produit vectoriel des deux précédents.

On utilisera pour les projections stéréographiques le repère géographique R_G et un référentiel

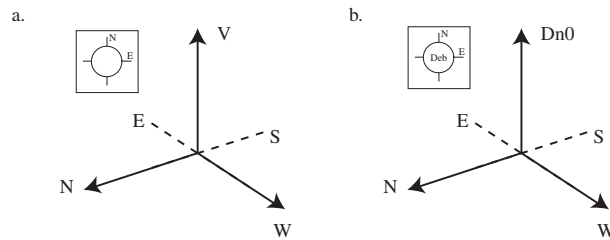


Fig. 6.5 - Deux repères qui seront utilisés. (a.) est le repère géographique présenté figure 6.4 et (b.) est le repère géographique 'débasculé' où le pôle de stratification est amené dans la direction V .

géographique 'débasculé', dans lequel $Dn0$ se substitue à V et où les directions cardinales sont conservées. L'utilisation de l'un ou l'autre des référentiels sera indiqué par les symboles visibles figure 6.5. Et le nord des stéréogrammes sera toujours dirigé vers le haut de la figure, même si le profil auquel ceux-ci se rattachent est orienté différemment. Pour les observations microstruc-

turales, le plan de référence est (NNW, V) (ce plan contient $Dn1$ et $Dt1$ pour un axe de pli horizontal).

6.2.2 Echantillonnage

Une bonne exposition générale du pli a autorisé observations et prélèvements depuis le toit subhorizontal jusqu'au flanc avant redressé. L'échantillonnage s'est effectué de deux façons différentes. Le protocole exposé dans le chapitre 4 requiert le prélèvement de trois carottes d'axes perpendiculaires entre eux. De manière à garantir cette orthogonalité, les échantillons destinés aux mesures acoustiques ont été extraits de blocs prélevés à l'affleurement (fig. 6.6) et orientés géographiquement. Trois faces perpendiculaires entre elles, dans lesquelles figure la face orientée avant extraction du bloc, ont été ensuite dressées à l'aide d'une scie. D'autres échantillons ont



Fig. 6.6 - Photographie d'un bloc de roche vitrolleuse dont trois faces ont été dressées afin d'assurer la perpendicularité entre les axes des échantillons prélevés.

été prélevés selon le protocole usuel adapté aux mesures d'ASM le long des profils parcourus (i.e. prélèvement des carottes directement à l'affleurement). La figure 6.7 montre la couverture de l'échantillonnage réalisé sur les affleurements étudiés. L'affleurement ouest (profil 2) représente la partie sommitale subhorizontale du pli, tandis que l'affleurement est (profil 1) comprend le flanc avant redressé.

6.2.3 Propriétés élastiques et magnétiques

Le profil Pr.2, sur lequel l'échantillonnage des blocs a été le plus complet, représente essentiellement le toit du pli. La proximité de la zone d'ennoyage axial du pli dévie les pendages de la stratification du nord vers l'ouest et les résultats que nous présentons pour ce profil sont montrés sous forme de stéréogrammes débasculés relativement au plan de stratification. Notre protocole a été appliqué à ces échantillons pour les mesures de temps de propagation d'onde P et de susceptibilité magnétique. Les stéréogrammes obtenus ainsi que les plans de schistosité relevés sont donnés sur la figure 6.8 (les mesures réalisées sur les blocs provenant des deux affleurements sont détaillées table 6.1). Ces résultats mènent aux observations suivantes :

- Pour tous les sites, les fabriques de vitesse acoustique et de susceptibilité magnétique sont semblables. Ces fabriques sont triaxiales à planaires et présentent des axes minima strictement colinéaires.

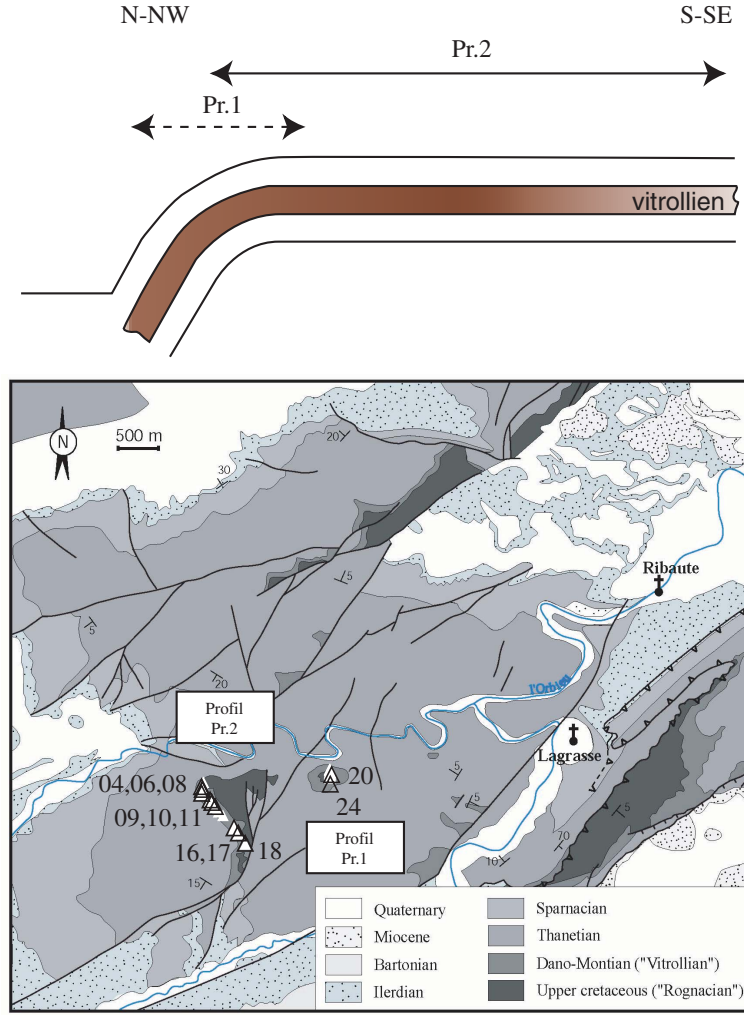


Fig. 6.7 - Echantillonnage réalisés le long des deux profils étudiés. Triangles blancs : carottes orientées. Triangles noirs : blocs.

- Ces fabriques sont reliées aux directions structurales (axe du pli, direction de raccourcissement) : les axes minima observés se confondent avec le pôle de schistosité.
- Sur le site situé le plus au nord (bloc 04), la colinéarité entre pôle de schistosité et minima de propriétés persiste malgré un changement d'attitude par rapport au plan de stratification.

La similarité constatée entre les fabriques de vitesse et de susceptibilité magnétique peut être testée individuellement pour chaque échantillon en construisant un diagramme de phases. En définissant les phases ϕ_v relative aux vitesses d'ondes P et ϕ_k relative à la susceptibilité magnétique par : $\phi_v = (V - \bar{V}) / (V_{max} - V_{min})$ et $\phi_k = (K - \bar{K}) / (K_{max} - K_{min})$, une cohérence entre la variabilité spatiale des deux propriétés se traduira par un alignement des phases sur la droite $\phi_v = \phi_k$. Il apparaît sur la figure 6.9 que les deux propriétés sont très bien corrélées dans l'ensemble des échantillons prélevés tout au long de l'affleurement. Cette observation est cohérente avec la présence d'une schistosité apparue par pression-dissolution, celle-ci introduisant d'une part un pôle de faible rigidité pour les propriétés élastiques et d'autre part un plan de concentration préférentielle des oxydes de fer (cf Cluzel [21]) ayant des conséquences directes sur les

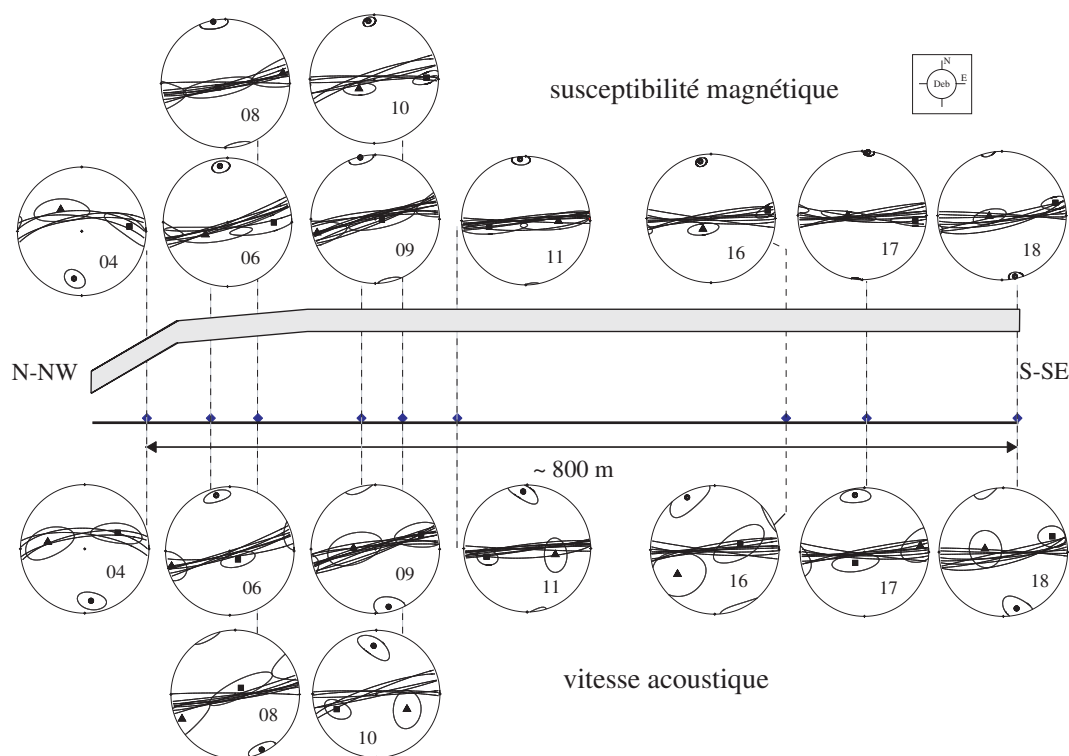


Fig. 6.8 - Stéréogrammes obtenus à partir des mesures de susceptibilité magnétique et de vitesses de propagation d'ondes P le long du profil 2 et plans de schistosité mesurés à l'affleurement. Carré : valeur max; triangle : valeur intermédiaire; rond : valeur minimale.

mesures de susceptibilité magnétique, au moins en ce qui concerne la géométrie de l'anisotropie. Il faut cependant noter que l'échelle à laquelle les mesures ont été effectuées (cm) est différente de celle à laquelle les directions et pendages de schistosité ont été relevés (m). Cela implique la présence dans nos échantillons d'une microstructure mimant l'effet de la schistosité observée à l'échelle macroscopique, ce qu'on tentera d'identifier lors de l'étude sur lames minces. Sur le plan quantitatif, une lecture rapide du tableau 6.1 montre qu'il n'y a pas d'évolution notable des anisotropies de propriétés d'un bout à l'autre du profil Pr. 2 (blocs 04 à 18). Entre les anisotropies respectives des vitesses et susceptibilités, on n'observe par ailleurs aucune corrélation (fig. 6.10).

En raison de la fragilité des blocs prélevés dans l'affleurement Est du pli, seules deux positions ont pu y être entièrement décrites (20 et 24), les autres blocs ayant fourni des carottes systématiquement fracturées au moins dans une direction. Pour ces deux positions ainsi que dans deux blocs appartenant au profil Pr.2, des mesures de porosité, de susceptibilité magnétique, de temps de propagation d'onde en milieu sec et saturé ont été réalisées et les contrastes de vitesse après saturation ont été calculés et traités comme les autres propriétés physiques. La figure 6.11 montre les stéréogrammes de vitesse et de susceptibilité magnétique en milieu sec. Ici, les axes principaux de propriétés ne sont plus débaisculés par rapport au plan de stratification qui figure donc sur les stéréogrammes. Les résultats obtenus sur les deux positions du profil 1 sont comparés à ceux des blocs 04 et 09. Sur chaque profil, un échantillon représente le flanc avant (04 ou 20) et un autre le toit du pli (09 ou 24) où le pendage de la stratification est

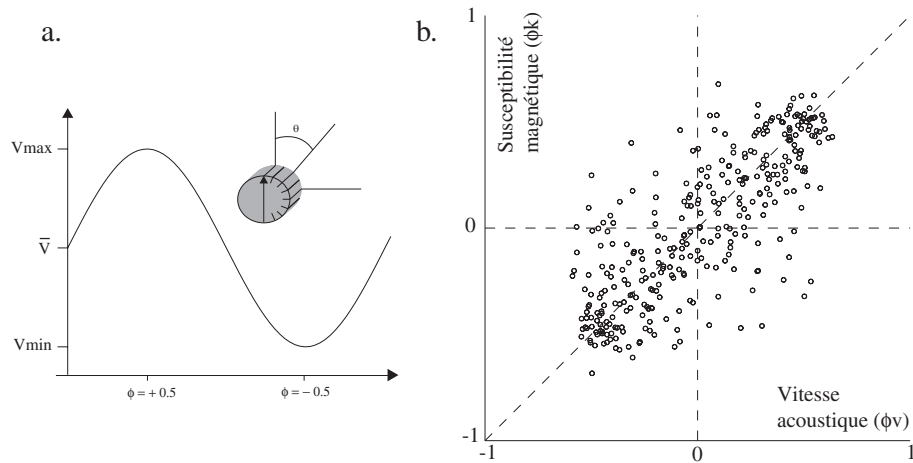


Fig. 6.9 - Comparaison des phases pour les propriétés magnétiques et élastiques

Réf.	Transect	Vitesses d'onde P (km.s ⁻¹)					Susceptibilité magnétique (.10 ⁻⁶)				
		Max	Int	Min	σ	A%	Max	Int	Min	σ	A%
04	1	4.61	4.47	4.10	0.089	11.8	13.89	13.67	13.03	0.120	6.4
06	1	3.45	3.31	2.94	0.074	15.8	20.01	19.82	18.93	0.135	5.6
08	1	4.86	4.74	4.47	0.066	8.4	10.87	10.76	10.22	0.101	6.1
09	1	5.26	5.18	4.97	0.045	5.7	5.75	5.65	5.17	0.076	10.6
10	1	3.31	3.12	2.80	0.099	16.7	18.58	18.31	17.57	0.078	5.6
11	1	4.06	3.88	3.59	0.067	12.5	17.01	16.92	15.87	0.121	6.9
16	1	3.68	3.53	3.17	0.147	14.8	17.45	17.14	16.34	0.080	6.6
17	1	4.30	4.15	3.82	0.070	11.9	13.31	13.18	12.02	0.087	10.2
18	1	5.52	5.10	4.71	0.145	15.9	24.62	24.21	22.98	0.149	6.9
20	2	4.50	4.08	3.50	0.188	25.0	32.64	32.16	31.24	0.205	4.4
24	2	3.15	2.95	2.34	0.101	29.5	25.32	24.88	23.57	0.124	7.1

Tab. 6.1 - Données de vitesse d'onde P et de susceptibilité magnétique obtenues dans les blocs prélevés sur les profils 1 et 2

inférieur à 10 degrés. On peut observer un comportement similaire sur les deux affleurements. A nouveau, dans le profil Pr.1, le bloc situé le plus au nord (20) présente des minima de propriétés et un pôle de schistosité colinéaires et obliques par rapport au plan de stratification. Afin de préciser l'origine de l'anisotropie observée, la méthode déjà employée consistant à calculer les différences des vitesses entre états sec et saturé en eau est appliquée. Les figures 6.12 et 6.13 montrent respectivement les stéréogrammes obtenus dans les échantillons saturés et après calcul de la différence avec les vitesses mesurées en milieu sec (on conserve pour comparaison les axes principaux de susceptibilité magnétique).

Après saturation, les fabriques restent semblables, indiquant que si la matrice présente une anisotropie texturale, cette dernière n'est pas différente de celle mesurée en milieu sec. Le calcul de la différence entre les deux états conduit à des fabriques inverses. Cette différence est maximale en pôle de schistosité et minimale dans la direction des vitesses maximales. Le tableau 6.2 fournit les valeurs de vitesses mesurées dans les 4 blocs et les anisotropies associées. On remarque

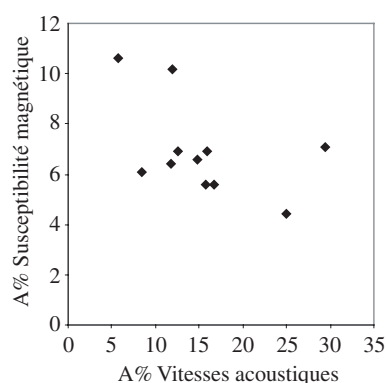


Fig. 6.10 - Comparaison entre anisotropies de vitesse acoustique et de susceptibilité magnétique fournies dans le tableau 6.1.

une très importante diminution de l'anisotropie des vitesses (au moins d'un facteur 2) après saturation. L'observation des fabriques des différences de vitesse et la diminution constatée de l'anisotropie avec la saturation sont en accord avec une orientation préférentielle de la porosité. Compte-tenu de l'ampleur des différences après saturation, on peut avancer que cette porosité

Réf.	Transect	Ondes P sec (km.s ⁻¹)					Ondes P saturé (km.s ⁻¹)					Différence (km.s ⁻¹)				
		Max	Int	Min	σ	A%	Max	Int	Min	σ	A%	Max	Int	Min	σ	A%
04	1	4.61	4.47	4.10	0.089	11.8	5.46	5.35	5.20	0.047	4.73	1.11	0.90	0.83	0.072	28.8
09	1	5.26	5.18	4.97	0.045	5.7	5.82	5.81	5.67	0.026	2.62	0.70	0.62	0.56	0.037	22.4
20	2	4.50	4.08	3.50	0.188	25.0	5.44	5.22	4.89	0.067	10.72	1.40	1.19	0.88	0.141	45.2
24	2	3.15	2.95	2.34	0.101	29.5	4.69	4.65	4.43	0.029	5.75	1.59	1.08	0.94	0.081	51.4

Tab. 6.2 - Données de vitesses acoustiques (milieux sec et saturé) et de susceptibilité magnétique obtenues dans les échantillons des blocs 04, 09, 20 et 24

présente une structure à faible rapport de forme ($\ll 1$, porosité fissurale), d'autant plus que les porosités moyennes mesurées dans ces échantillons sont très faibles (tableau 6.3). Des résultats obtenus par Pfeleiderer et Kissel [70] dans le pli de Lagrasse voisin (cf fig. 6.2) corroborent cette hypothèse. Ces derniers ont montré, en saturant de ferrofluide (particules métalliques très fines à forte susceptibilité magnétique en suspension dans l'huile) des échantillons prélevés en plusieurs points, que la porosité présentait une forme globalement anisotrope avec le petit axe des pores colinéaire à la direction du minimum de susceptibilité magnétique avant saturation. Les

	Bloc			
	04	09	20	24
Porosité moyenne (%)	1.9	1.5	3.1	3.2

Tab. 6.3 - Porosités moyennes mesurées dans les blocs 04, 09, 20 et 24

anisotropies présentées par les fabriques de susceptibilité magnétique montrant pour leur part qu'il existe une anisotropie d'orientation ou de répartition de certains minéraux dans la roche, on peut dire que coexistent une anisotropie de matrice et une anisotropie de porosité dans les

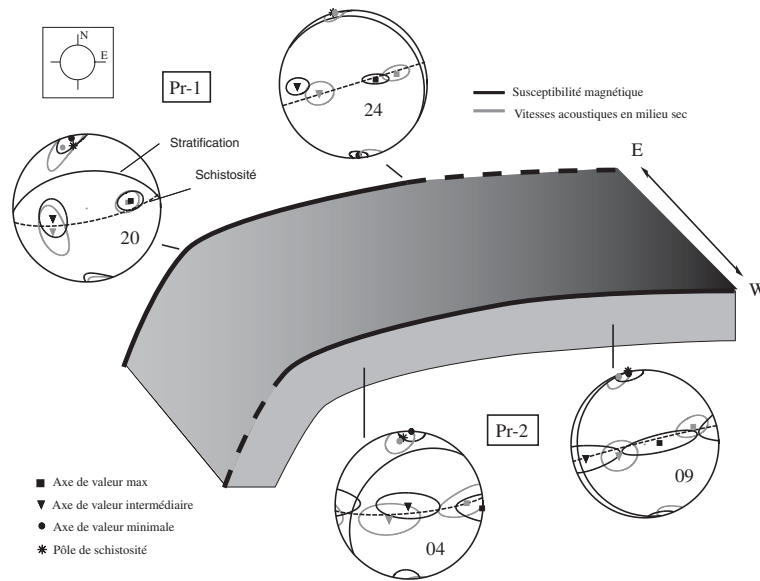


Fig. 6.11 - *Stereogrammes de susceptibilité magnétique et de vitesses acoustiques dans les échantillons secs des blocs 04, 09, 20 et 24*

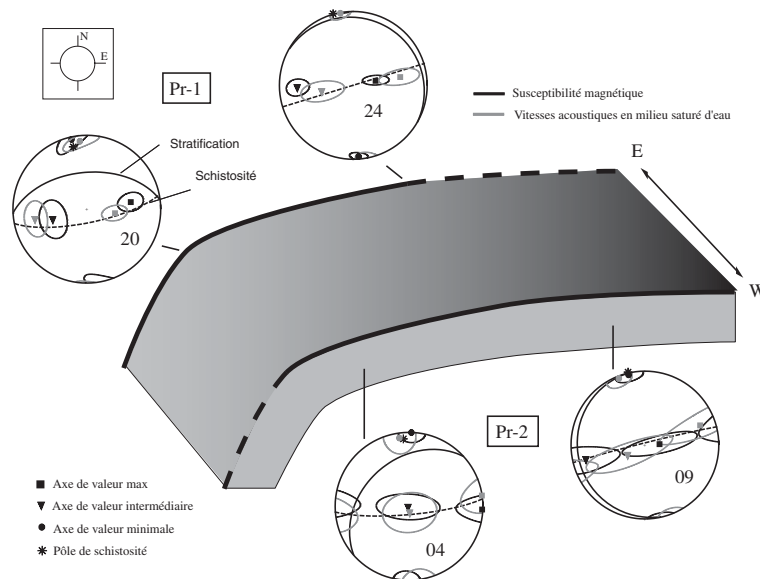


Fig. 6.12 - *Stereogrammes de susceptibilité magnétique et de vitesse acoustique dans les échantillons saturés en eau des blocs 04, 09, 20 et 24*

échantillons mesurés, ce qui se conçoit aisément au vu des résultats obtenus par Cluzel (fig. 6.3). En effet, les plans de schistosité sont à la fois des plans de discontinuité mécanique et des plans selon lesquels les fluides circulent durant la dissolution de la calcite.

L'obliquité des axes minima de propriétés vis-à-vis du plan de stratification dans les blocs 04 et 20 mime le cisaillement apparent de la schistosité observé à l'affleurement dans le flanc avant

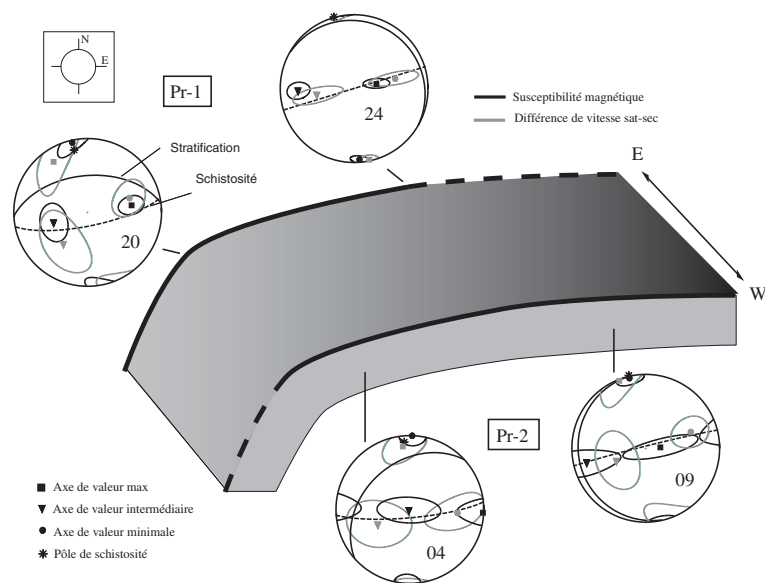


Fig. 6.13 - Stéréogrammes de susceptibilité magnétique et de différences de vitesses acoustiques entre milieux sec et saturé dans les échantillons des blocs 04, 09, 20 et 24

du pli. La figure 6.14, dont les données sont également présentées par Tavani et al., montre l'évolution angulaire du pôle de schistosité $Dn1$ par rapport à $D0$ le long des profils Pr.1 et Pr.2. Les coordonnées GPS des positions de prélèvement ont toutes été projetées sur l'axe NNW. On observe que la schistosité est approximativement perpendiculaire au plan de stratification dans la partie subhorizontale du pli, puis bascule assez brutalement en entrant dans le flanc avant. Les valeurs négatives traduisent un pendage à vergence Sud une fois la stratification remise à l'horizontale.

Les carottes prélevées le long des deux affleurements (triangles blancs sur la figure 6.7) ont per-

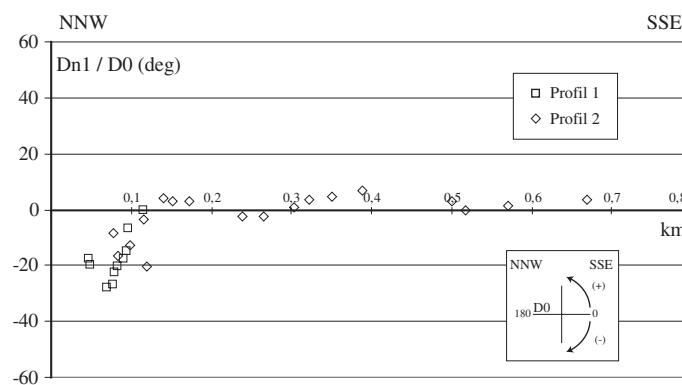


Fig. 6.14 - Evolution du pendage du pôle de la schistosité relativement à la stratification le long des deux profils étudiés

mis de tracer le même type d'évolution pour le pôle de foliation magnétique k_3 que pour $Dn1$. La figure 6.15 donne donc l'inclinaison de k_3 par rapport au plan de stratification pour une projection identique à celle faite pour la schistosité (les valeurs de susceptibilité correspondantes

sont données dans le tableau 6.4). On constate une évolution tout à fait semblable à celle du pôle de schistosité, ce qui confirme les observations faites sur les blocs :

En résumé, les échantillons ont montré à travers les mesures de susceptibilité magnétique et de vitesses de propagation d'onde P qu'ils comportaient à l'échelle microstructurale toutes les caractéristiques d'une schistosité exactement semblable à celle qui est visible à l'affleurement. En effet, l'objet identifié par les anisotropies des deux propriétés physiques est :

- plutôt planaire,
- en tout point colinéaire à la schistosité macroscopique,
- le lieu probable d'accumulation d'oxydes de fer (susceptibilité magnétique),
- un plan de faiblesse élastique présentant, à la manière d'une fissure, une grande sensibilité à la saturation en eau dans la direction de sa normale.

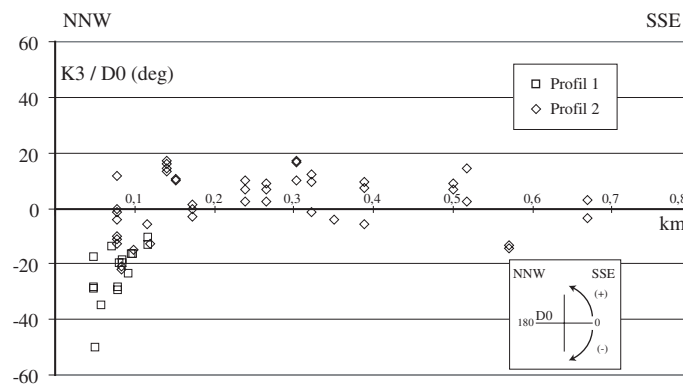


Fig. 6.15 - Evolution du pendage du pôle de la foliation magnétique relativement à la stratification le long des deux profils étudiés

Position GPS (Pr. 1)	$\chi_{\text{mag}} (10^{-6})$	Max	Int	Min	$\sigma (10^{-4})$	A%
1	32,79	1,0321	1,0087	0,9592	8	7,3
2	23,81	1,0339	1,0108	0,9553	6	7,9
	28,44	1,0315	1,0087	0,9598	10	7,2
3	29,79	1,0283	1,0068	0,9649	9	6,4
	41,38	1,0315	1,0087	0,9598	5	7,2
4	35,35	1,0299	1,0158	0,9542	16	7,6
	31,64	1,0269	1,0139	0,9592	11	6,8
5	44,73	1,0298	1,0181	0,9521	8	7,8
	32,98	1,032	1,0126	0,9554	7	7,7
6	31,03	1,03	1,0142	0,9558	8	7,5
7	34,75	1,0296	1,0101	0,9603	8	7,0
8	47,42	1,0378	1,0112	0,951	7	8,7
9	37,96	1,0275	1,0094	0,9631	5	6,5
10	39,61	1,0352	1,0162	0,9486	11	8,7
	34,66	1,035	1,0141	0,9509	13	8,5
11	35,23	1,0293	1,0146	0,9561	6	7,4

Position GPS (Pr. 2)	$\chi_{\text{mag}} (10^{-6})$	Max	Int	Min	$\sigma (10^{-4})$	A%
	17,29	1,0227	1,0196	0,9577	11	6,6
1	15,74	1,0209	1,0172	0,9618	8	6,0
	14,16	1,0229	1,0161	0,961	9	6,2
	15,9	1,0219	1,0104	0,9677	6	5,4
	14,19	1,0265	1,0157	0,9578	13	6,9
	16,87	1,025	1,0153	0,9597	5	6,6
	18,05	1,0242	1,0142	0,9615	7	6,3
2	20,21	1,022	1,0172	0,9607	5	6,2
	28,41	1,0273	1,0207	0,9519	7	7,6
3	17,32	1,0311	1,0196	0,9493	14	8,3
4	12,91	1,0249	1,0178	0,9574	16	6,8
5	10,23	1,0328	1,0168	0,9505	17	8,3
	13,59	1,0223	1,016	0,9617	16	6,1
6	15,34	1,0228	1,015	0,9622	14	6,1
	16,62	1,0217	1,0105	0,9678	8	5,4
	15,14	1,0231	1,0156	0,9612	15	6,2
7	19,91	1,022	1,017	0,961	10	6,2
	20,8	1,0188	1,0083	0,9729	12	4,6
8	8,31	1,0341	1,0214	0,9445	18	9,1
	7,26	1,0298	1,0184	0,9518	15	7,9
	10,26	1,0194	1,0165	0,9641	33	5,6
	13,07	1,0303	1,0202	0,9495	18	8,2
9	12,4	1,0311	1,0256	0,9433	8	8,9
	12,74	1,0289	1,0216	0,9494	12	8,0
10	13,71	1,0237	0,9949	0,9814	17	4,2
	14,78	1,0284	1,0091	0,9625	19	6,6
	14,07	1,0253	1,0122	0,9625	14	6,3
	19,29	1,0291	1,021	0,9499	16	8,0
11	12,07	1,0245	1,0152	0,9604	13	6,5
	15,02	1,0319	1,0116	0,9565	16	7,6
12	13	1,0158	1,0097	0,9745	17	4,2
	10,35	1,0182	1,0105	0,9713	24	4,7
	8,87	1,0175	1,0126	0,9698	8	4,8
13	18,42	1,0246	1,0154	0,96	20	6,5
	23,97	1,0231	1,0161	0,9608	8	6,3
14	26,86	1,0269	1,0154	0,9577	8	7,0
	22,97	1,0219	1,0049	0,9733	7	4,9
15	33,27	1,0201	1,0098	0,9701	2	5,0
	29,48	1,0186	1,011	0,9704	7	4,8
16	25,74	1,0248	1,016	0,9592	9	6,6
	28,2	1,0261	1,0164	0,9575	8	6,9
17	24,38	1,0294	1,0204	0,9502	10	8,0
	18,93	1,0346	1,0173	0,9481	11	8,7
	19,57	1,0277	1,0143	0,9581	5	7,0
18	20,29	1,032	1,0143	0,9537	9	7,9

Tab. 6.4 - Données de susceptibilité magnétique obtenues sur des échantillons carottés le long des profils 1 et 2

6.3 Microstructures

La roche étudiée étant composée en grande partie de calcite, il est difficile d'obtenir des informations sur la microstructure en lumière polarisée-analysée, à moins de préparer des lames ultrafines. Par ailleurs, la présence d'une matrice argileuse rend l'ensemble peu résistant aux manipulations nécessaires à la préparation de lames minces. Par conséquent, l'étude microstructurale a porté presque entièrement sur des images obtenues en réflexion, soit en lumière réfléchie, soit en microscopie électronique.

On rappelle que les observations ont été faites dans le plan (NNW,V). On peut constater sur le cliché pris en lumière naturelle fig. 6.16 (gauche) l'abondance des microcodium. Ceux-ci forment une microstructure granulaire cimentée par une matrice argilo-ferrugineuse avec grains de quartz dispersés. Dans la partie droite de la figure, la couleur correspondant au ciment a été inversée, mettant en évidence l'enrobage des fragments de microcodium. L'image obtenue évoque par sa forme le réseau de porosité d'une roche granulaire. La matrice argileuse colmate tout l'espace laissé libre par les débris de calcite, ce qui explique la faible porosité mesurée. La structure réticulée du ciment obtenue sur l'image de droite ne présente pas d'allongement particulier, pas plus que les grains de calcite dont chacun est constitué par ailleurs d'un certain nombre d'articles (de l'ordre de dix) d'orientations variées. L'absence d'une anisotropie visible dans les microstructures nous a donc poussé à adopter une échelle d'observation plus fine. L'échantillon

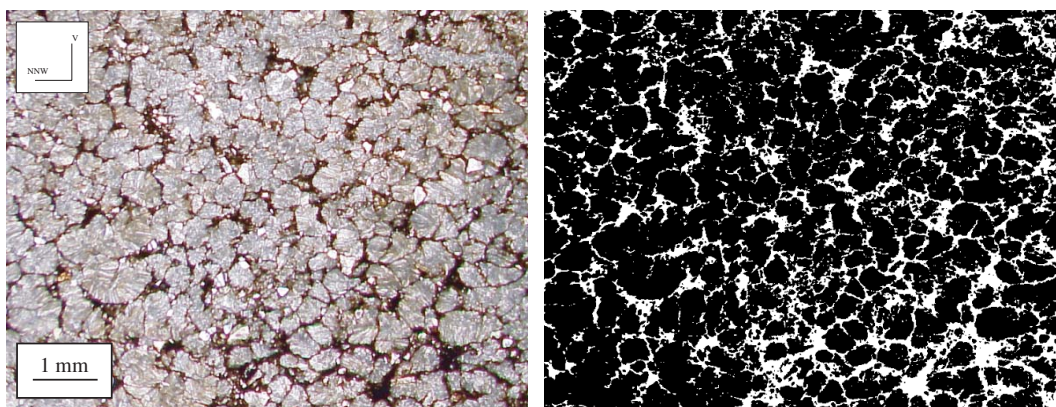


Fig. 6.16 - Section de limons à microcodium du Vitrollien des Chaudrons. a. Image en lumière naturelle. b. Même image traitée faisant apparaître l'enrobage des fragments de microcodium

étudié contient du quartz, présent en faible quantité mais dont les grains ont une relation particulière à la calcite avoisinante. A plus fort grossissement, on peut observer des grains inclus dans les débris de calcite visiblement recristallisés. La figure 6.17 en montre quelques exemples en lumière réfléchie. Cette technique d'observation permet de distinguer les nombreuses macles affectant les grains de calcite. Sur les images présentées, les grains de quartz se trouvent tous attachés aux discontinuités au tracé en baïonnette dessiné semble-t-il par des oxydes. La mosaïque de la figure 6.18 montre encore un agrégat de grains de quartz - qui se distinguent par leur relief - semblant provoquer une fissuration ou dissolution de la calcite qui les englobe. Cette observation est en accord avec le principe de réorientation des contraintes autour d'une inclusion rigide ayant pour effet de créer une zone de moindre pression, voire d'extension, en bord de grain selon un plan perpendiculaire à la direction de compression. Si la fissuration apparente de la calcite enveloppant les grains de quartz était occasionnée par ce phénomène, alors les fissures relevées

pourraient présenter une orientation liée aux contraintes subies par la roche. Avant de rechercher l'existence d'une orientation privilégiée, des images acquises au MEB à plus fort grossissement et une analyse X sur certains éléments nous ont permis de caractériser le contenu de ces fissures qui apparaissent rougeâtres en lumière naturelle. La figure 6.19 montre le résultat de la cartographie effectuée aux rayons X sur les éléments Si, Fe, Al et Ti. On peut remarquer que les zones

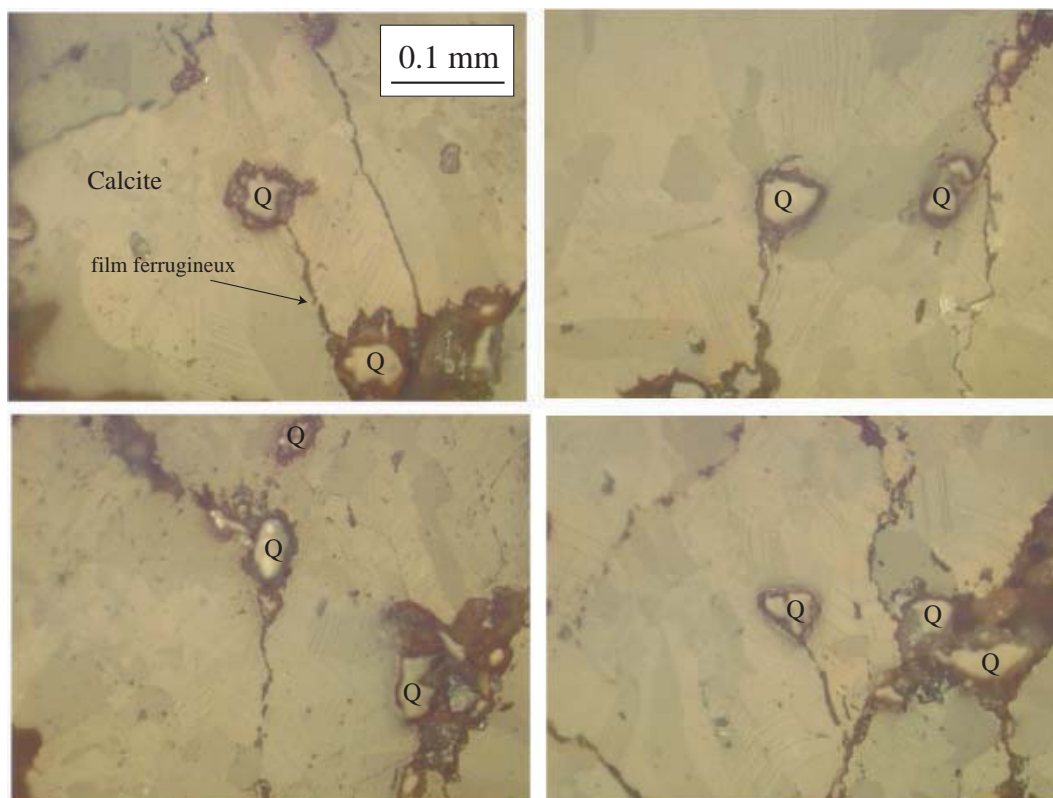


Fig. 6.17 - Exemples de lignes de dissolution soulignant des joints de calcite et finissant sur des grains de quartz. On peut remarquer l'abondance des macles au sein de la calcite.

occupées par la matrice rougeâtre apparaissent en noir sur les images. Ces zones sont en fait difficiles d'accès à cause de la très grande sensibilité au polissage (faible cohésion) des particules qui y sont présentes. Mais la cartographie nous a tout de même permis d'y localiser certains éléments. Sur l'image d'origine (a.), on présente à nouveau un grain de quartz situé à l'extrémité d'une discontinuité ainsi que la zone large d'environ $30 \mu m$ sur laquelle la cartographie a été effectuée. En b., le silicium localise le quartz dans le coin supérieur gauche de l'image, le reste de la surface étant occupé par la calcite. Les cartographies du fer et du titane (c.) montrent que le fer est bien présent dans les discontinuités, contrairement au titane. Enfin, l'aluminium présent se concentre autour des grains de quartz dans les zones les plus poreuses de l'image sans être associé au fer. Si le fer, bien présent sur les surfaces ouvertes de la calcite, n'est pas associé à l'aluminium, il est très probable qu'il se présente sous forme d'oxyde, et plus précisément d'une phase ferromagnétique (hématite ou magnétique car pas d'association avec le titane).

A partir de l'observation des discontinuités, nous avons recherché un lien possible entre leur trace et les directions structurales. Les échantillons que nous avons étudié dans cette optique

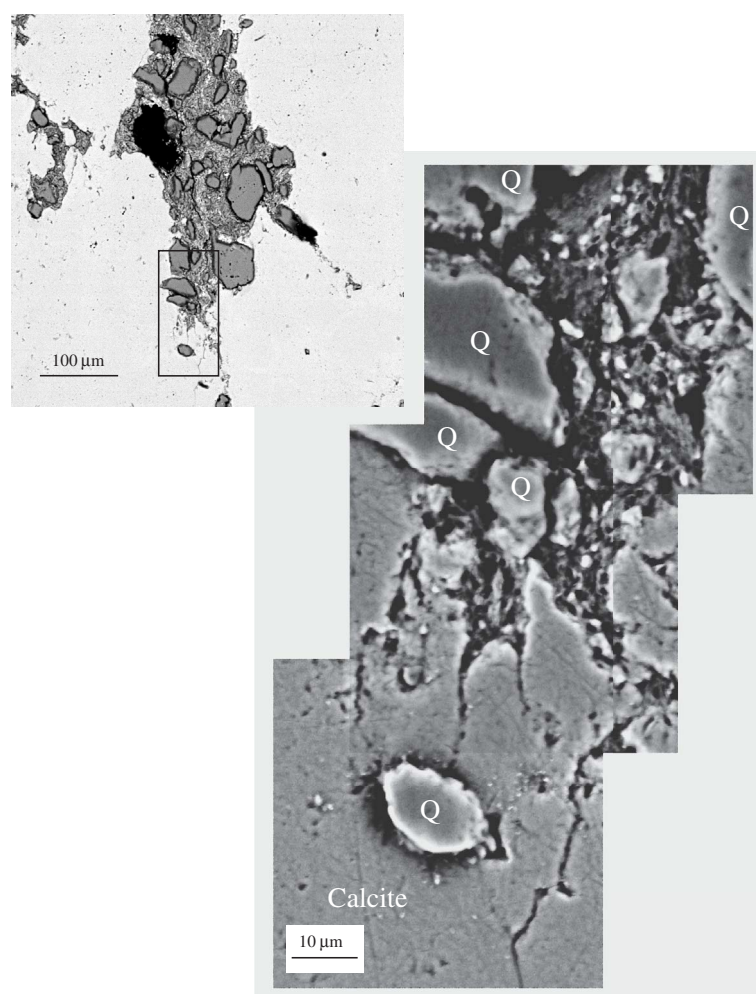


Fig. 6.18 - Mosaïque obtenue au MEB (électrons rétrodiffusés) montrant des grains de quartz inclus dans une matrice de calcite reconstituée. La présence des grains (hétérogénéité) semble favoriser la dissolution de la calcite environnante

proviennent de blocs 04, 09 et 20 déjà présentés dans les paragraphes précédents. Sur la figure associée à cet inventaire (fig. 6.20), on peut voir respectivement de droite à gauche les orientations des fissures relevées dans des plans verticaux parallèles à la direction de raccourcissement des blocs 04, 09 et 20, ainsi que les stéréogrammes de susceptibilité magnétique et de vitesse acoustique en milieu saturé en eau déjà présentés. Le cisaillement observé avant progresse donc vers la gauche. On peut remarquer d'abord que dans tous les échantillons, une famille de plans subverticaux domine les distributions. Par ailleurs, alors que cette famille est quasiment la seule présente en 04, une seconde population semble se distinguer en 20 perpendiculairement au plan de stratification, d'autres plans se trouvant en position intermédiaire entre ces deux limites. Ces distributions sont en accord avec un minimum en vitesse et susceptibilité subhorizontal dans le bloc 04 et une rotation progressive de ce minimum par rapport au plan de stratification lorsqu'on se déplace vers l'avant du pli (cf chapitre concernant les compositions de fabriques obliques pour les propriétés physiques).

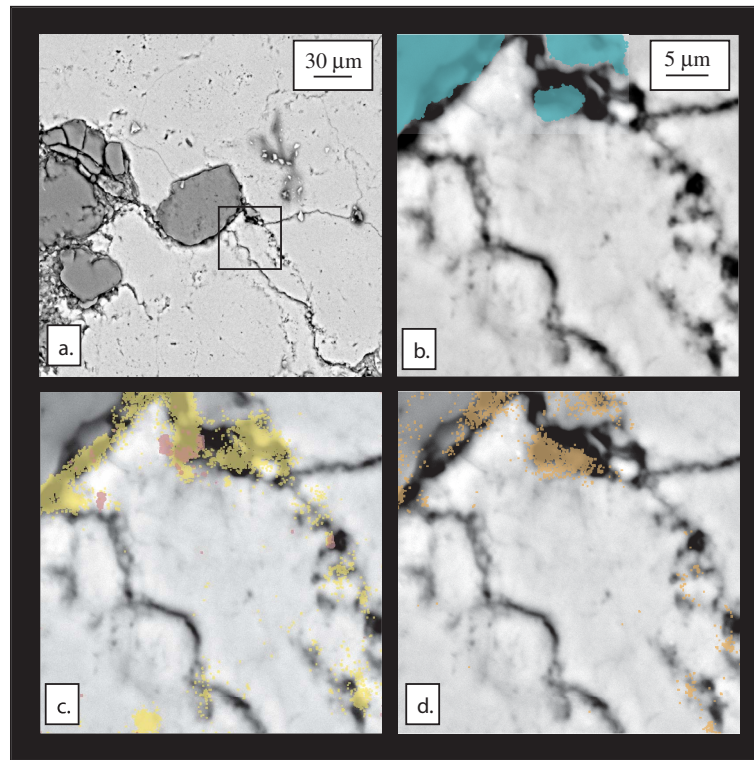


Fig. 6.19 - Cartographie sur les éléments Si, Fe, Ti, et Al. a. Vue d'ensemble. b. Situation de la silice (la matrice claire restante est composée de calcite). c. Éléments Fe (jaune) et Ti (rouge). d. Élément Al

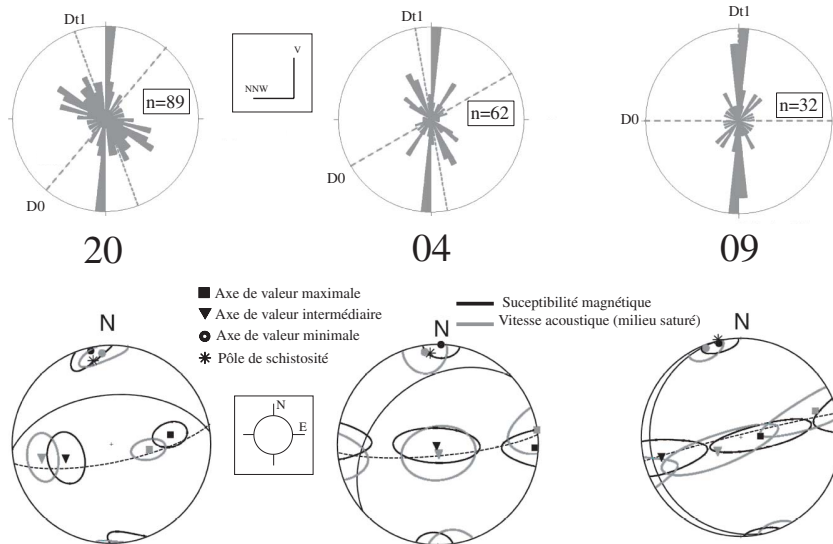


Fig. 6.20 - Inventaire des discontinuités ferrugineuses dans trois échantillons coupés verticalement. Schémas du haut : rosaces montrant l'inclinaison des lignes en repère géographique. Le nord est à gauche et l'ordre des diagrammes respecte la position dans le pli. Schémas du bas : rappel des stéréogrammes respectifs comportant à la fois les résultats d'ASM et de vitesse acoustique en milieu saturé.

6.4 Synthèse

Au fil de cette étude, les propriétés physiques mesurées (vitesse de propagation d'onde P et susceptibilité magnétique) sur des échantillons de petite dimension (cm) ont montré une relation géométrique très étroite avec les directions structurales relevées à l'affleurement (stratification, axe du pli, direction du raccourcissement régional), prouvant l'existence à l'échelle microstructurale d'un enregistrement précis de la déformation subie lors du plissement. L'article de Tavani et al. avait permis d'établir cette correspondance sans toutefois rechercher l'origine des anisotropies mesurées. Les nouveaux éléments apportés par l'étude microstructurale qui vient d'être présentée permettent de préciser cette origine et conduisent à prolonger l'interprétation qui avait été faite concernant le 'calendrier' de l'acquisition de la schistosité.

6.4.1 Résultats obtenus

Le long des deux profils étudiés, un total de 11 blocs et 61 échantillons ont été analysés, les premiers à travers des mesures acoustiques et magnétiques, les autres en susceptibilité magnétique uniquement. Les observations qui en ont résulté sont les suivantes :

- Les axes principaux des fabriques acoustiques et magnétiques sont bien corrélés.
- Les directions des minima de ces propriétés sont colinéaires du pôle de la schistosité mesurée à l'affleurement.
- La déformation progresse vers l'avant du pli sous la forme d'un cisaillement apparent de la schistosité, cisaillement parfaitement enregistré à l'échelle des échantillons mesurés.

A l'échelle du grain, une anisotropie a été observée sous forme de surfaces de dissolution dans la calcite en relation probable avec la distribution des grains de quartz. L'identification et l'analyse de ces surfaces a permis de répondre aux questions qui s'étaient posées à l'issue des mesures : Comment expliquer la similitude entre des fabriques de propriétés physiques d'origines différentes ? Quelle est la microstructure qui mime fidèlement l'évolution géométrique de la schistosité observée à l'affleurement ? La présence-même de ces surfaces, que nous appellerons microschistosité, constitue une discontinuité mécanique déterminante pour les propriétés élastiques, celles-ci étant toujours les plus affectées perpendiculairement aux plans 'faibles'. L'analyse qualitative du contenu de la microschistosité a montré qu'elle contenait en même temps la source des anisotropies de susceptibilité magnétique sous la forme d'oxydes de fer dont on peut attribuer la présence aux circulations de fluides à mesure de la dissolution de la calcite. Par ailleurs, la rotation des axes minima de vitesse acoustique et de susceptibilité magnétique peut être expliquée par une composition tensorielle des effets des plans de microschistosité (fig. 6.21). Dans le bloc 09, une seule famille de plans a été relevée et les vitesses et susceptibilités minimales sont mesurées dans leur normale. Dans le bloc 20, les plans présentent deux orientations privilégiées : la première est perpendiculaire au plan de stratification et la seconde est parfaitement verticale. Les axes principaux de propriété sont déplacés en position intermédiaire entre ces deux directions.

6.4.2 Etude antérieure

Lors de la rédaction d'un article dont le contenu est le fruit d'une collaboration entre le Département des Sciences de la Terre de l'Université de Rome 3 et celui de l'Université de Cergy-Pontoise, un certain nombre de résultats concernant notamment la relation entre la microstructure et les anisotropies de propriétés physiques n'étaient pas encore disponibles. Cet article contient donc une partie des éléments exposés précédemment, tout en s'orientant vers un propos légèrement différent. L'objectif visé par ce travail était en effet de décrire de la façon la

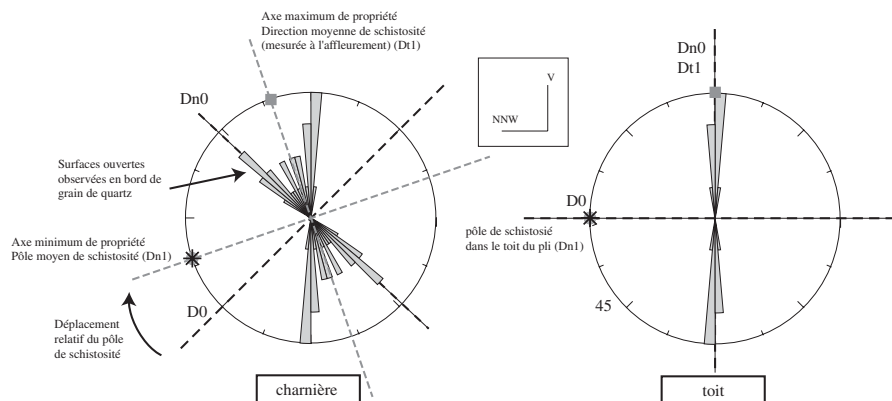


Fig. 6.21 - Schéma simplifié des relations entre axes extrema de propriétés physiques, pôle de schistosité et orientation des surfaces de microschistosité. Le plan d'observation est vertical

plus complète possible un pli de faille afin de contribuer à fournir des contraintes sur les modèles géométriques de plissement comme sur les effets de la déformation notamment vis-à-vis du réseau de transport de fluides au passage d'une charnière. L'analyse du pli a été conduite sous forme de profils de même type que ceux présentés antérieurement. Les paramètres dont l'évolution a été observée sont le pendage de la stratification, la position des axes d'anisotropie physique et l'orientation de la schistosité vis-à-vis de la stratification, avec pour objectif une confrontation avec des marqueurs potentiels de l'intensité de la déformation que sont les rapports de forme des microlithons. Ces rapports sont calculés à partir des dimensions de microlithons prélevés à l'affleurement (fig. 6.22). Ce sont le rapport H/S et le facteur de forme $S_f = (H - W)/(W - S)$. Parmi les conclusions déjà tirées, on rappelle les deux suivantes :

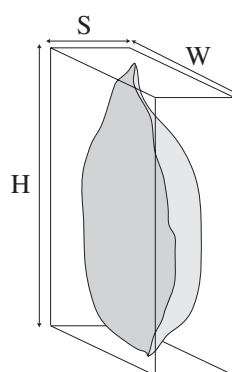


Fig. 6.22 - Aspect et mesure des dimensions d'un microlithon.

- La totalité des paramètres mesurés ou calculés a permis de diviser le pli en trois zones (fig. 6.23) dans lesquelles se distinguent à la fois les données structurales et les rapports H/S et S_f

- Sur la base de cette observation, un scénario en deux étapes d'acquisition de la schistosité au cours du plissement a été proposé : une première étape consistant en un raccourcissement parallèle aux couches et une seconde en un cisaillement par glissement banc sur banc n'affectant pas la zone 1.

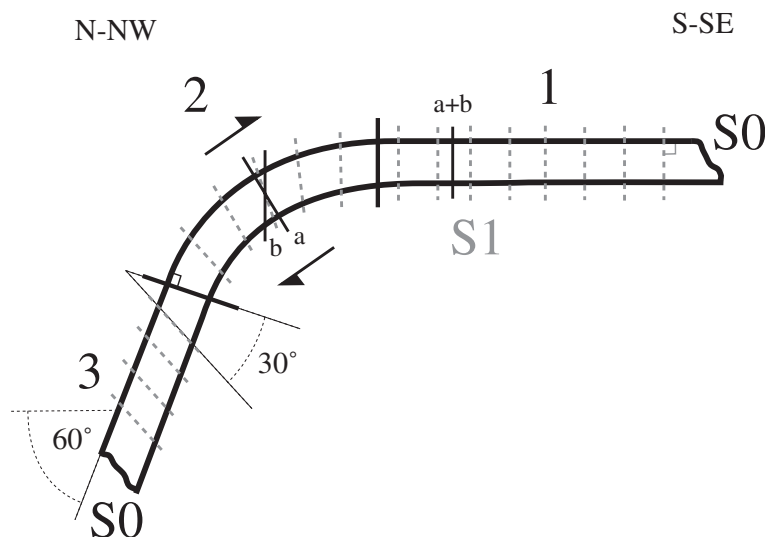


Fig. 6.23 - Schéma synthétique du pli des Chaudrons. 1. Toit subhorizontal : Le plan de stratification a un pendage quasi-nul. La schistosité fait un angle de 90 degrés avec les couches. 2. Flanc avant arrondi. Le pendage du plan de stratification augmente progressivement jusqu'à 60 degrés alors que la schistosité bascule seulement de 30 degrés. 3. Flanc avant redressé : les pendages de la stratification et de la schistosité sont à peu près constants. On propose, à l'issue de l'étude microstructurale, d'interpréter plutôt le basculement apparent de la schistosité comme la superposition d'un réseau b sur le réseau a hérité du LPS (raccourcissement pré-plissement)

6.4.3 Discussion

L'hypothèse retenue lors de nos premiers travaux concernant l'acquisition de la schistosité avait donc été celle d'un premier raccourcissement parallèle aux couches suivi d'une rotation passive de la schistosité durant son passage dans la zone du flanc avant arrondi (zone 2). Cette hypothèse s'appuie sur deux pré-requis tacites :

- La schistosité est représentée en chaque point du pli par une direction unique (plans parallèles entre eux ou subparallèles).
- Alors que la schistosité constitue l'expression de la déformation lors de la phase initiale de raccourcissement parallèle aux couches, elle n'est plus qu'un objet effectuant une rotation en accord avec le cisaillement du flanc avant (par ailleurs attesté par l'orientation des anisotropies de propriétés physiques) dans la deuxième phase.

Afin de tirer parti des observations microstructurales réalisées par la suite, il faut préciser le lien qui existe entre microschistosité et schistosité macroscopique et on peut l'envisager de deux façons différentes. On peut considérer d'abord qu'elles constituent deux expressions distinctes de la déformation subie par la roche (comme par exemple une macule et une fissure). On peut ensuite dire qu'elles sont les images à deux échelles différentes de l'objet unique qu'est la schistosité dans

le vitrollien du pli des Chaudrons. Si on choisit cette deuxième option, l'observation de la figure 6.21 nous amène à contredire nos premières conclusions :

- Il n'existe pas un mais de nombreux plans de schistosité dont les effets se présentent aux propriétés physiques sous forme d'une composition (cf chapitre 3 et modélisation chapitre 5). Et la mesure réalisée à l'affleurement de l'orientation des plans de schistosité exprime elle-même une moyenne, matérialisée par l'axe de symétrie des microlithons.
- La schistosité exprime jusqu'à la fin du raccourcissement toute la déformation subie, y compris dans la charnière où elle n'est pas basculée passivement mais 'détruite' par la surimpression d'une nouvelle direction (cf *a* et *b* fig. 6.23).

Bien que cette conclusion soit subordonnée à la vérification sur un plus grand nombre d'échantillons de l'orientation préférentielle de ces surfaces de microschistosité, on rappelle que ce sont les seules caractéristiques anisotropes identifiées à l'échelle microstructurale et qu'elles présentent des orientations à la fois cohérentes avec les directions principales des anisotropies de propriétés physiques et la mesure macroscopique de la schistosité.

En résumé, les anisotropies de propriétés physiques mesurées dans les roches déformées du pli des Chaudrons ont montré qu'elles étaient à la fois vérifiables et représentatives. On pense en effet avoir identifié l'origine microstructurales de ces anisotropies, ce qui a par ailleurs été l'occasion de mettre à nouveau en évidence une composition d'éléments microstructuraux pour les propriétés physiques, éléments matérialisés cette fois-ci par les surfaces de microschistosité. De plus, la correspondance entre les directions principale de propriétés et les directions structurale, ainsi que la distinction de différentes positions dans la structure finalement mise en évidence à partir des microstructures, montrent que la roche étudiée présente à l'échelle centimétrique un bon enregistrement de la fraction interne de la déformation subie lors du plissement.

6.5 Publication No4 (insérée en annexe B.4.)

Folding related fracture pattern and physical properties of rocks in the Chaudrons ramp-related anticline (Corbières, France)

Stefano TAVANI, Laurent LOUIS, Christine SOUQUE, Philippe ROBION, Francesco SALVINI, Dominique FRIZON de LAMOTTE

Soumis à l'AAPG pour publication dans le mémoire : "Deformation, fluid flow and reservoir appraisal in foreland fold and thrust belts"

Abstract

Reservoir appraisal is frequently a difficult task in thrust-and-fold belts. Thrust related folding leads to the development of meso to microscopic brittle structures that can significantly alter the porosity and permeability properties of reservoir rocks, thus influencing fluid migration and accumulation. The aim of the present paper is to describe at different scales the deformation associated to the development of the Chaudrons thrust-related anticline (Corbières, France), and to discuss its influence on reservoir "quality". Pervasive solution cleavage sets at high angle to bedding were found and measured along the fold. In addition, collected core-samples allowed to measure the rock physical properties (Anisotropy of Magnetic Susceptibility - AMS - and Anisotropy of P-wave velocity - APWV -). The distribution of deformation within the anticline allows to identify 3 different deformational panels : crest, rounded forelimb, and constantly steeping forelimb. The crest is characterized by the lowest cleavage intensity. Not penetrative solution cleavages and the magnetic foliation are orthogonal to bedding. In the rounded forelimb, bedding dip progressively rotates from 0° to 60°. Cleavage intensity progressively increases, and cleavage and magnetic foliation angles to bedding (ATB) progressively increase from 80° to 120° and then remain constant in the steep forelimb. The timing of development of meso-scale structures as well as changes of physical properties occurring before and during folding are discussed.

Conclusion et perspectives

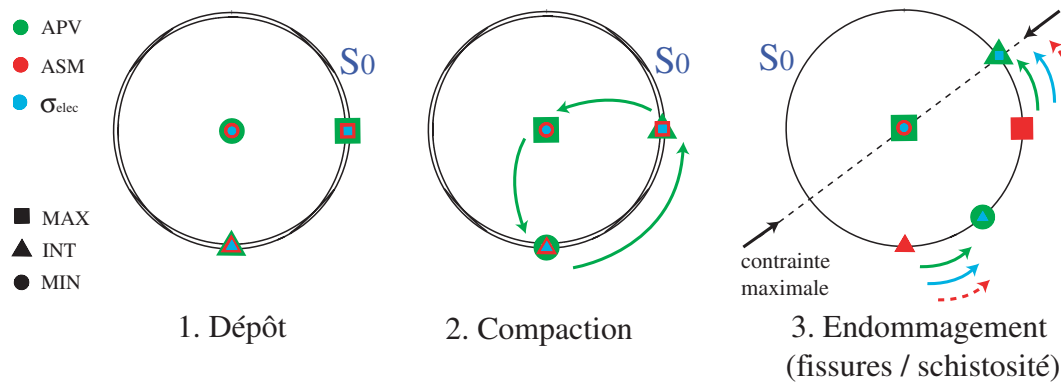
On récapitule ici l'essentiel des résultats obtenus dans ce mémoire avant d'évoquer quelques perspectives intéressantes situées dans la continuité des travaux présentés.

Validation d'un protocole de mesure et d'analyse des vitesses de propagation d'ondes P ultrasoniques

Une part importante de notre travail a été de mettre en place un outil adapté à l'étude des effets des microstructures de roches granulaires prélevées en contexte naturel sur leurs propriétés élastiques. L'utilisation de ces propriétés a présenté d'emblée deux obstacles : la nécessité de conserver des conditions de mesure identiques dans toutes les directions de l'espace (type du contact, longueur du trajet parcouru) et la nature-même des propriétés élastiques (tenseur d'ordre 4) qui les rend difficiles à analyser sans hypothèse a priori (par exemple milieu isotrope transverse d'axe de révolution connu). Il est en effet important de rappeler que notre démarche consiste à tenter d'interpréter en termes de microstructures un ensemble de mesures faites sur des échantillons dont on ignore les conditions de mise en place et/ou de déformation (contrairement aux expériences contrôlées sous presse) dans un contexte tridimensionnel. L'intérêt de la méthode qui a été proposée est de permettre à la fois d'accéder aux valeurs de vitesse d'onde P selon 21 directions distinctes de l'espace dans des conditions de mesure constantes tout en conservant la possibilité de les comparer à des données de susceptibilité magnétique obtenues de façon identique (Louis et al. [59]). Le second obstacle identifié qui est celui de la forme mathématique de la propriété a été surmonté en assumant l'hypothèse que les vitesses d'onde P peuvent être représentées par un tenseur symétrique de rang 2, comme l'est la susceptibilité magnétique. Une fois cette hypothèse testée sur un certain nombre de données disponibles, on a pu envisager, au moins qualitativement, l'interprétation des 'fabriques acoustiques' observées comme l'effet de compositions d'anisotropies présentes à l'échelle microstructurale.

Représentativité vis-à-vis de la microstructure des différentes propriétés physiques mesurées

La figure et le tableau qui suivent reprennent pour les quatre faciès étudiés les 'termes' (dépôt, compaction, raccourcissement) identifiés par analyse microstructurale et les effets observés sur les propriétés physiques mesurées (ASM, AVP et conductivité électrique). La première montre les stéréogrammes types de propriétés attendus pour ces trois termes. On voit notamment que seules les propriétés élastiques présentent une sensibilité à la compaction (position verticale du maximum de vitesse d'onde P). De plus, dans le terme de raccourcissement, la rotation des axes principaux d'ASM est subordonnée à la cristallisation de nouvelles phases magnétiques dans les fissures ou au sein des surfaces de dissolution.



Le tableau rassemble pour chaque propriété les termes qui ont effectivement pu être mis en évidence. Dans le grès de Bentheim, un allongement préférentiel des grains et de la porosité constitue la signature d'une fabrique de dépôt. L'absence d'une minéralogie magnétique suffisamment forte et anisotrope ne permet pas d'identifier cette fabrique par les mesures d'ASM. L'anisotropie de forme de la porosité se traduit en revanche par des anisotropies significatives pour les propriétés élastiques et électriques (symétrie isotrope transverse).

	ASM				AVP				σ_{elec}			
Dépôt	○	●	●	■	●	●	●	■	●	○	●	■
Compaction	■	○	●	■	■	●	●	■	■	○	●	■
Raccourcissement	■	■	●	●	■	■	●	●	■	■	●	○
Case pleine : caractéristique effacée ou non atteinte												
● Caractéristique exprimée par la propriété												
○ Caractéristique non exprimée par la propriété												
○ Caractéristique non observée dans ce travail mais attendue												
	Bentheim	Rothbach	Cerville	Chaudrons	Bentheim	Rothbach	Cerville	Chaudrons	Bentheim	Rothbach	Cerville	Chaudrons

Le grès de Rothbach présente une microstructure plus complexe que celle du grès de Bentheim. Une très nette anisotropie dans la répartition des directions de contacts intergranulaires (ceux-ci sont plus nombreux parallèlement au plan de stratification) fournit l'évidence d'une compaction qui se traduit pour les vitesses acoustiques par un axe de vitesse maximale perpendiculaire à la stratification dans les échantillons saturés. Dans les échantillons secs, ce même axe occupe une position oblique qui n'a pas été expliquée dans un premier temps. Cette position exprime probablement la contribution supplémentaire d'une fabrique sédimentaire attendue (présence de laminations macroscopiques sur le bloc d'origine) et vérifiée par l'analyse de la microstructure (litage de porosité) (voir partie suivante pour la composition). L'ASM mesurée sur ce grès, qu'elle vienne des lamines dans lesquelles des grains riches en fer et titane ont été repérés, ou des contacts au niveau desquels des argiles paramagnétiques sont accumulées comme nous l'avions suggéré en premier lieu, ne permet pas de distinguer les termes de dépôt et de compaction. En conductivité électrique, nos résultats n'ont pas permis de dégager d'anisotropie notable mais des mesures de perméabilité (Metz [64]) montrant une très nette différence entre transport parallèle et perpendiculaire au plan de stratification permettent d'envisager qu'une anisotropie de conductivité électrique puisse ressortir d'un plus grand nombre de mesures. Le grès provenant du réservoir de gaz de Cerville-Velaine comporte à la fois les termes de dépôt (anisotropie de la porosité et

allongement préférentiel des grains), de compaction (distribution des contacts intergranulaires et fissuration) et de raccourcissement (fissuration). Dans ce cas, les propriétés mesurées ont montré une sensibilité claire aux termes de dépôt et de raccourcissement. L'identification de la contribution de la compaction est moins évidente. Cependant, on la valide indirectement en remarquant que la formation d'un réseau de fissures subparallèles nécessite un état de contrainte triaxial, donc une contrainte verticale. Les vitesses d'ondes P ont exprimé ces termes à travers l'effet de la saturation en eau, la susceptibilité magnétique par une modification importante de son référentiel propre d'un puits à l'autre et par une perturbation des positions des axes principaux dans les échantillons à plus forte granulométrie (probablement les plus fissurés, voire fracturés), enfin la conductivité électrique d'abord à travers l'observation globale d'un facteur de formation plus faible (plus grande conductivité) parallèlement au plan de stratification, puis en observant certaines anomalies dans les échantillons à plus forte granulométrie (facteur de formation vertical faible traduisant probablement la fracturation). Dans le faciès limoneux du Vitrollien du pli des Chaudrons, seul le raccourcissement est exprimé. Nous avons vu dans l'étude de ce faciès que les anisotropies de propriétés magnétiques et acoustiques étaient tout à fait semblables et fournissaient en tout point l'orientation moyenne de la schistosité mesurée à l'affleurement et dans la microstructure. La conductivité électrique n'a pas été mesurée dans ces échantillons. Toutefois, la présence d'une porosité de type fissurale induite par les différences de vitesse acoustiques entre milieux sec et saturé comme par les travaux de Pfeleiderer [70] (mesures d'ASM sur échantillons saturés en ferrofluide) suggère encore qu'une anisotropie de la conductivité électrique devrait pouvoir être observée dans cette roche.

Les anisotropies des propriétés physiques étudiées, et en particulier celles de vitesse d'onde P, ont donc montré qu'elles étaient tout à fait représentatives de la microstructure. On a vu par ailleurs que l'AVP pouvait exprimer, sur la base d'une composition d'effets d'origine microstructurale, les modifications progressives engendrées dans la roche lors de sa déformation. Cette observation constitue notre second élément de conclusion.

Cas	Type de composition	Microstructures associées	Mécanisme
1. Rothbach	Compaction progressive (Cp) d'une roche à fabrique initiale sédimentaire (S0) (stratification entrecroisée)	<ul style="list-style-type: none"> - La fabrique sédimentaire est attestée par l'orientation préférentielle des grains et le litage de porosité - Le terme de compaction est mis en évidence par la forte anisotropie d'orientation des contacts 	
2. Cerville	Formation d'un réseau de fissures (Rf) dont le pôle moyen converge statistiquement dans une roche de fabrique initiale sédimentaire (S0)	<ul style="list-style-type: none"> - La fabrique sédimentaire est attestée par l'orientation préférentielle des grains et l'anisotropie de la porosité observée par autocorrélation - Les fissures présentent une orientation préférentielle dans et perpendiculairement au plan de stratification 	
3. Chaudrons	Apparition de surfaces de schistosité (S1) variant en orientation : l'effet de chaque nouvelle surface se compose avec ceux des surfaces déjà présentes	La distribution angulaire de la microschistosité affectant les grains de calcite évolue avec la position dans le pli	

Effet de composition des anisotropies microstructurales : mise en évidence à travers les propriétés élastiques et évolution au cours de la déformation

Dans le chapitre 2 consacré à la signification et à la composition des anisotropies, nous avons exprimé le point de vue qui a été adopté dans l'interprétation des fabriques de propriétés physiques. L'hypothèse à présent considérée comme valable consistant à traiter les vitesses de propagation d'onde P comme une propriété tensorielle de rang 2 permet de profiter pleinement de la sensibilité de cette mesure aux microstructures. On propose ici de schématiser l'acquisition pour l'AVP de fabriques intermédiaires dans les trois cas (Rothbach, Cerville et Chaudrons) où nous pensons avoir identifié une composition d'anisotropies dans les microstructures. Ces schémas sont présentés dans la figure ci-dessus. Dans le grès de Rothbach, la position oblique de l'axe maximum de vitesse acoustique en milieu sec peut être expliquée par les contributions opposées de la fabrique de dépôt et de la compaction. Pour qu'un axe oblique apparaisse dans une composition, il est indispensable que les deux tenseurs n'aient pas des repères propres orthogonaux. La présence d'une stratification oblique présente finalement un avantage dans la détection de cette composition. Ce schéma permet également d'expliquer pourquoi l'anisotropie élastique augmente après saturation en eau.

On a proposé dans le grès de Cerville-Velaine que la position des minima de vitesses résulte de la composition des effets de fissures subverticales. Le schéma correspondant montre à nouveau (voir aussi chapitre 5) que l'axe minimum de vitesse atteint statistiquement une position horizontale. Enfin, l'analyse microstructurale des limons à microcodium du pli des Chaudrons nous a permis de mettre en évidence une distribution particulière des surfaces de microschistosité. Alors que dans le toit horizontal du pli ces surfaces ont une orientation unique (perpendiculaire au plan de stratification), on a relevé dans la charnière un ensemble de surfaces occupant des positions angulaires variées entre la situation d'origine (perpendiculaire à la stratification) et une position subverticale actuelle. Nous avons pu constater que les axes principaux de vitesses sont situés en position 'moyenne' vis-à-vis de ces distributions (cf également chapitre 6).

Finalement, l'utilisation des vitesses de propagation acoustique semble montrer qu'elle est valable non seulement dans l'interprétation en termes de microstructures mais aussi comme outil d'analyse de la déformation des roches sédimentaires. Dans le cadre de nos observations, la présence d'une fabrique initiale, qui constitue une source de complexité pour l'utilisation de modèles de déformation ou dans la quantification par les anisotropies, est une référence utile dans l'observation des anisotropies composites. C'est un outil relatif qui suppose que l'ensemble des échantillons étudiés se situe sur un chemin de déformation commun.

Perspectives

On peut envisager les perspectives offertes par le travail réalisé tant en termes de problèmes fondamentaux qu'en termes d'applications directes.

L'essentiel des anisotropies mesurées peut être associé à des sources planaires à fort contraste de propriétés élastiques telles que l'isotropie transverse des fabriques sédimentaires (liées à une orientation préférentielle de la porosité) ou les fissures et plans de schistosité. Cependant, même si la quantification de l'effet de la fissuration est établie dans de nombreux modèles (Walsh [95] [96], Hudson [46], Kachanov [52]), une incertitude importante demeure quant à :

- L'interaction de ces fissures avec d'autres sources microstructurales d'anisotropie telles que celles que nous avons identifiées

-
- L'ensemble des conditions nécessaires à l'apparition des plans de schistosité observés, notamment en bord d'inclusion rigide, et leurs effets réels sur les propriétés mesurées
 - L'occurrence du changement d'orientation de ces plans dans une roche en cisaillement simple

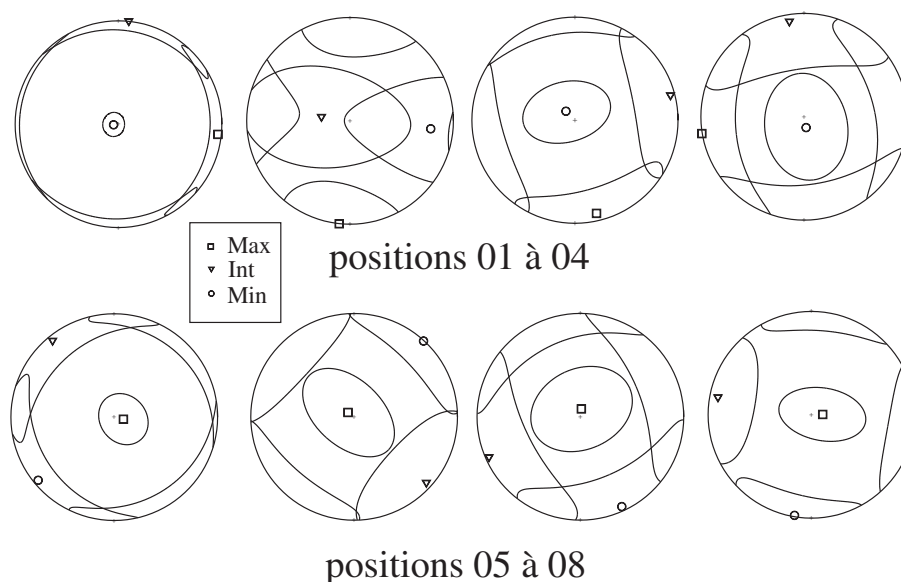
La réponse à ces questions pourrait aider à mieux interpréter les anisotropies mesurées et fournir par là un outil efficace pour la détermination d'un état de déformation global à l'échelle de l'échantillon. Ces résultats seraient ensuite utilisés pour contraindre un modèle de plissement prenant en compte des paramètres mécaniques ou au moins pour mieux décrire les relations entre déformations subies à différentes échelles.

Les applications visées par ce type de travaux concernent les études dans lesquelles on souhaite accéder de façon indirecte et rapide à l'estimation de propriétés utiles (perméabilité notamment) ou de seuils d'endommagement, ce qui est d'autant plus intéressant si on estime que les phénomènes observés à grande échelle sont conditionnés par des mécanismes d'échelle plus modeste, voire microscopique. Il serait utile dans ce sens de réaliser le même type de mesures en conditions in-situ, soit sous des contraintes réalistes et en milieu saturé en fluide.

Un problème intéressant est celui des anisotropies des propriétés mécaniques dont l'origine microstructurale est en fait probablement complexe (Baud et al. [9]) et dont les conséquences sont dans le même temps de toute première importance. En effet, le comportement d'une roche non poreuse à forte anisotropie de texture est relativement prévisible en terme d'angle préférentiel de rupture. Celui d'une roche granulaire présentant une porosité et une distribution de contacts intergranulaires anisotropes demande encore à être décrit et modélisé.

Annexes

A.1. Stéréogrammes de susceptibilité magnétique dans les grès GDF obtenus à partir de mesures réalisées en mode manuel



Mises à part les positions 01 et 05, dont les anisotropies sont les plus grandes (3 % et 2 %) et donc les mieux définies, l'hypothèse de la similitude des fabriques d'un échantillon à l'autre a conduit le calcul à produire des ellipses de confiance très larges.

A.2. (Double page suivante) Programme Scilab calculant les modules d'Young effectifs pour un mélange représentant les grès à Voltzia. Ce programme prend en compte les anisotropies liées à la porosité, l'allongement des grains, la distribution des contacts et les fissures (voir section 5.5)

```

// Paramètres d'entrée
clear all;

alfa=0.61;
epaiss=0.01;
longcont=0.39;
gamma=0.64;

Qz=0.75;
FK=0.20;
arg=0.05;
PHI=0.24;

KQz=37;
muQz=44;
KFK=37;
muFK=15;
Karg=20;
muarg=10;
KPHI=0;
muPHI=0;

// calcul HS
KHS=1/(Qz/(KQz+4/3*muQz)+FK/(KFK+4/3*muQz)+arg/(Karg+4/3*muQz))-4/3*muQz;
zeta=muQz/6*(9*KQz+8*muQz)/(KQz+2*muQz);
muHS=1/(Qz/(muQz+zeta)+FK/(muFK+zeta)+arg/(muarg+zeta))*zeta;

EHS=9*KHS*muHS/(3*KHS+muHS);
Ec=EHS/5;
Ef=EHS/20;

// calcul avec porosité
Keff=KHS+(KPHI-KHS)*PHI*(3*KHS+4*muHS)/(3*KPHI+4*muHS) ;
mueff=muHS+(muPHI-muHS)*PHI*(3*KHS+4*muHS)/(3*KPHI+4*muHS) ;

Eeff=9*Keff*mueff/(3*Keff+mueff);

// allongement des grains
Eh11=Eeff;
Eh21=Eeff;
Ev1=1/((1/alfa-1)*epaiss/Ec+(1-(1/alfa-1)*epaiss)/Eeff);

// Orientation des contacts
Eh12=1/((1/(gamma+1)*epaiss/(2*longcont*Ec)+(1-epaiss)/Eh11)
Eh22=1/((1/(gamma+1)*epaiss/(2*longcont*Ec)+(1-epaiss)/Eh21)

Ev2=1/((1+gamma)*epaiss/(2*longcont*Ec)+(1-epaiss)/Ev1);

// plot stéréo bae
// xdel(0):isoview(-1.2,1.2,-1.2,1.2) ;
nombre=50;
x=cos(0*pi/nombre,2*pi*pi/nombre);
y=sin(0*pi/nombre,2*pi*pi/nbre);
points=[0 0;-1 0;1 0;0 1;0 -1];
//plot2d(x,y,1,000);
//plot2d(points(:,1),points(:,2),-1,000);

// generation de fissure
n=100 // nombre de fissures introduites

rangev=30;rvrad=rangev*pi/180; // on donne les gammes horizontale et verticale autorisées pour
les fissures
rangeh=30;rhrad=rangeh*pi/180;

storposmin=zeros(n,50);
storvelast=zeros(50,3);

for u=1:100
Velast=[Eh12 0 0; 0 Eh22 0; 0 0 Ev2];

for i=1:n
dectet=(rand(1)-0.5)*2*rvrad;
decphi=(rand(1)-0.5)*2*rhrad;
Pfis=[cos(dectet) sin(dectet) 0; -cos(decphi)*sin(dectet) cos(decphi)*cos(decphi) -sin(decphi);
sin(decphi)*sin(dectet) sin(decphi)*cos(decphi) cos(decphi)]

// changement de base de Velas
Velastprime=inv(Pfis)*Velast*Pfis ;

for j=1:3
for k=1:3
if abs(Velastprime(j,k))<1E-08 then Velastprime(j,k)=0; end;
end
end;

// Application de la moyenne de Reuss au coef central
Velastprime(2,2)=1/(epaiss/Ef+(1-epaiss)/Velastprime(2,2));

// Retour dans le repère d'origine
Velastret=Pfis*Velastprime*inv(Pfis);

```

```

for j=1:3
    for k=1:3
        if abs(Velastret(j,k))<1E-08 then Velastret(j,k)=0; end;
    end
end;

// Diagonalisation de Velastnew
[D,P]=bdiag(Velastret);
vecmc=zeros(1,9);
for j=1:3
    lamc(j)=D(j,j) ;
end;
[h,pos]=sort(lamc); lamc=h;
//lammnorm=lamc/sum(lamc);
vecmc(1,:)=P(1,pos(1)) P(2,pos(1)) P(3,pos(1)) P(1,pos(2)) P(2,pos(2)) P(3,pos(2)) P(1,pos(3))
P(2,pos(3)) P(3,pos(3));
storposmin(i,u)=vecmc(9);
Velastdiag=D;

////////// placement des vecteur

coordXY=zeros(3,2);

for i=1:3
    phi=abs(asin(vecmc(3*i)));if vecmc(3*i)>0 then vecmc(3*i-2,3*i)=-vecmc(3*i-2,3*i);end;
    L=sqrt(1-sin(phi));teta=atan(vecmc(3*i-1)/vecmc(3*i-2));if vecmc(3*i-2)<0 then
        teta=teta+%pi; end;
        coordXY(i,:)=[L*sin(teta) L*cos(teta)];
    end;

    //plot2d(coordXY(1,1),coordXY(1,2),-2,'000');
    //plot2d(coordXY(2,1),coordXY(2,2),-6,'000');
    //plot2d(coordXY(3,1),coordXY(3,2),-4,'000');

Velast=Velastret;

if Velastdiag(1,1)<0 then break;    end;
if Velastdiag(2,2)<0 then break;    end;
if Velastdiag(3,3)<0 then break;    end;

end;

storvelast(u,r)=[Velastdiag(1,1) Velastdiag(2,2) Velastdiag(3,3) ]

end;

//xdel(0);plot2d(1:n,abs(storposmin(:,3)),1,'011','',[0 -0.5 n 0.5],[2 10 2 10]);plot2d([0:n],[0:0],1) ;

```


B.1. Publication No1

**A single method for the inversion of anisotropic data
sets with application to structural studies**

Laurent LOUIS, Philippe ROBION, Christian DAVID

Soumis à Journal of Structural Geology

**A single method for the inversion of anisotropic data sets
with application to structural studies**

by Laurent Louis*, Philippe Robion and Christian David

Université de Cergy-Pontoise,
Département des Sciences de la Terre et de l'Environnement,
CNRS - UMR 7072,
Av. du Parc, Le Campus, Bat. I,
F-95031 Cergy-Pontoise, France

* *corresponding author*: laurent.louis@geol.u-cergy.fr
Tel: +33 1-3425-4998
Fax: +33 1-3425-4904

Abstract

In this paper, a unified method to analyse magnetic susceptibility and P-wave velocity data is proposed, assuming that both measurement sets can be described by a second rank tensor, which is rigorously true only for the magnetic data. For the velocity data, this hypothesis is discussed by estimating the error made during inversion with respect to theoretical estimations for transverse isotropic media. We find that the error mostly falls below 1% for simulations on published experimental data for several sandstones and limestones. Therefore our analysis promotes the use of a unique and simple method to analyse anisotropy from different data sets in structural applications. We also discuss the best strategy for data sampling in order to get a comprehensive knowledge of the anisotropic behaviour of rocks in structural studies. The method is applied to a ramp-related fold structure in the Corbières (France): we emphasize that combining data sets for different physical properties and using a single inversion scheme leads to a better understanding of the deformation processes at the microstructural scale.

Keywords: anisotropy; physical properties; numerical inversion; structural geology

1. Introduction: anisotropy of physical properties in rocks

Due to the shape, the intrinsic properties and the spatial arrangement of their constituents (including porosity), rocks are naturally anisotropic. This is generally revealed by the measurement of any physical property in different directions (e.g. thermal, mechanical or magnetic properties). When the rock is deformed at the microstructural scale, this anisotropy is subjected to variations in shape and intensity, a property widely used in magnetic susceptibility studies on various geological objects like folds, dykes or faults (Jelinek, 1981, Hrouda, 1982, Rochette, 1992, Tarling and Hrouda, 1993, Borradaile, 1997). This kind of investigation is generally referred to as AMS (Anisotropy of Magnetic

Susceptibility) studies. To get a full description of the anisotropic behaviour of a rock with respect to a given property, one needs to locate the directions of the principal axes and the corresponding eigenvalues. In the following we will restrict our discussion to the case where the principal axes of the investigated properties present an order of symmetry greater or equal to $n=2$ (i.e. anisotropy shape is insensitive to a $2\pi/n$ rotation around any of them). In such a case, they can be described by three principal values, which may be identical in some cases, and three vectors orthogonal to each others. The two properties we suggest to deal with in this paper are magnetic susceptibility and P-wave velocity, with associated anisotropies called hereafter AMS and APV (Anisotropy of P-wave Velocity) respectively. As we already said, AMS is largely used in structural studies, whereas only few works have focused on the implication of APV in structural geology (Hrouda, 1993 ; Siegesmund et al., 1993 ; Brückman et al., 1993). In most cases, both properties give complementary information, and this can be used when one of them comes to fail due for example to a near zero magnetic susceptibility or to the presence of some heterogeneity leading to a distortion of the velocity measurements (Louis et al., 2003). When both properties give reliable results, the comparison between the two fabrics is of great interest, especially because APV is sensitive to the effect of the porosity whereas AMS is generally not. Moreover, velocity data that are directly linked to the microstructure allow one to investigate the origin of the observed anisotropy on thin sections. An example of a coupled AMS and APV study in a fold can be seen in Tavani et al (2003) and will be briefly discussed later.

We propose in this paper to systematically apply the same procedure to magnetic and acoustic velocity data, assuming that both data sets derive from the application of a second-rank symmetric tensor. This will lead in particular to a generalisation of the least squares method to velocity data.

2. Analysis of a tensorial property

Let us consider a measurement m of a physical property which value depends on the direction in which it is made. If the property derives from the application of a second-rank symmetric tensor, the magnitude m_i in a direction given by the unit vector $\mathbf{u}_i(x_i, y_i, z_i)$ is such that:

$$Ax_i^2 + By_i^2 + Cz_i^2 + Dx_iy_i + Ex_iz_i + Fy_iz_i = m_i \quad (1)$$

which can also be written as:

$$\begin{pmatrix} x_i & y_i & z_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & D/2 & E/2 \\ D/2 & B & F/2 \\ E/2 & F/2 & C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{pmatrix} = m_i \quad (2)$$

The six parameters A to F define the shape and orientation of the ellipsoid representing the spatial variation of the property in the measurement reference. To retrieve these six parameters, one needs at least six measurements in independent directions. For an arbitrary number N of measurements, Eq. (2) leads to the following set of equations:

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ to \\ m_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_1^2 & y_1^2 & z_1^2 & x_1 y_1 & x_1 z_1 & y_1 z_1 \\ \dots & \dots & \dots & to & \dots & \dots \\ x_N^2 & y_N^2 & z_N^2 & x_N y_N & x_N z_N & y_N z_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{pmatrix} \quad (3)$$

or alternatively $\mathbf{M} = \mathbf{Q}\mathbf{P}$ where \mathbf{P} is the unknown parameter vector, \mathbf{Q} the matrix built from the second order products of coordinates, and \mathbf{M} the measurement vector. Following Nye (1957), the parameters vector \mathbf{P} can classically be obtained by computing the following least-squares calculation:

$$\mathbf{P} = (\mathbf{Q}^T \mathbf{Q})^{-1} \cdot (\mathbf{Q}^T \mathbf{M}) \quad (4)$$

Once retrieved, the six parameters are replaced in the second order parameter matrix defined in Eq. (1), which is then diagonalized. Doing so, one obtains the orientation of the three principal axes and the principal values of the investigated property by solving the eigenvalue problem for the parameter matrix. In the system of coordinates linked to the eigenvectors of the parameter matrix, the cross products in Eq. (1) vanish, and one gets the following equation for the measure m_i in the direction defined by the unit vector with coordinates (X_i, Y_i, Z_i) :

$$A' X_i^2 + B' Y_i^2 + C' Z_i^2 = m_i \quad (5)$$

where the “new” parameters of the ellipsoid A' , B' and C' are related to the maximum, intermediate and minimum (not necessarily in that order) principal values of the property m .

2.1. Application to a true tensorial property: the magnetic susceptibility.

Let us consider that the property that we deal with is the magnetic susceptibility K . Solving Eq. (4) for a reasonably large set of magnetic susceptibility measurements in different directions (at least six) and solving the eigenvalue problem for the parameter matrix allows one to determine the orientation of the principal axes and the principal values of the magnetic susceptibility tensor. The eigenvectors of the magnetic susceptibility tensor can be represented on a stereographic diagram, each axis being surrounded by a 95% confidence ellipse which calculation is detailed in Hext (1963). These eigenvectors are associated either with the maximum K_{max} , minimum K_{min} or intermediate K_{int} eigenvalue of the magnetic susceptibility tensor.

2.2. Application to a pseudo tensorial property: the P-wave velocity.

Strictly speaking, the former method can not be applied to acoustic velocity measurements, because there is not such a thing as a “velocity tensor”. However we propose here that the procedure described above gives valuable results and provides a useful tool to analyse anisotropic velocity data. The starting point to analyse the spatial variability of acoustic waves velocities in anisotropic media is to combine the dynamical equilibrium equation with the stress-strain relationship for an elastic rheology (known as Hooke’s law) $\sigma_{ij} = c_{ijkl} \cdot \epsilon_{kl}$. The fourth rank elastic tensor c_{ijkl} is a material property which depends on its degree of symmetry. Solving the problem for a plane wave propagating in a direction given by the unit

vector \mathbf{n} with a direction of motion given by the unit vector \mathbf{u} leads to the Christoffel equation:

$$\Gamma_{il} u_l = \rho V^2 u_i \text{ with } \Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k \quad (6)$$

where Γ_{il} is the Christoffel tensor depending on the elastic tensor and the direction of wave propagation, and ρ is the material density. Therefore, Eq. (6) tells us that to get the velocity V and polarization of elastic waves propagating in the direction \mathbf{n} , one needs to find the eigenvalues and eigenvectors of the Christoffel tensor. The solution obviously depends on the symmetry of the elastic tensor, and is not compatible with a tensorial description for the spatial variability of the acoustic velocities. Nevertheless, suppose that we apply the same procedure as we would do for magnetic susceptibility, namely to measure acoustic velocities in different directions and solve Eqs. (1) to (5), what would be the error in the determination of the velocity field compared to the theoretical calculation? In the following we will restrict the discussion to the propagation of P-waves in anisotropic media with hexagonal symmetry, and we will show that the estimation of the pseudo-ellipsoidal variability of the P-wave velocity is a relevant approach.

3. Estimation of the errors induced by applying the tensorial method to P-wave velocity data.

We will consider here anisotropic media with hexagonal symmetry, also referred to as transversely isotropic media: doing so, it is possible to simplify the discussion and address the problem in two dimensions. The original fourth rank elastic tensor c_{ijkl} can be re-written using the Voigt notation C_{ij} (Mavko et al., 1998). The transverse isotropy case is then described by 5 independent elastic constants, with the following form for the elastic moduli tensor:

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (C_{11} - C_{12})/2 \end{pmatrix} \quad (7)$$

To simplify the problem further, we consider the case of weak anisotropy ($< 20\%$) following Thomsen (1986), so that the P-wave velocity can be written as a function of one single spatial parameter, the angle θ between the normal to the isotropy plane and the direction of wave propagation:

$$V_P(\theta) = \alpha_o \left(1 + \delta \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \varepsilon \sin^4 \theta \right) \quad (8)$$

where α_o is the velocity measured for $\theta = 0$, and δ and ε are functions of the elastic moduli given in Eq. (7) (Thomsen, 1986). Strictly speaking, velocities calculated from the Thomsen's notation only support a tensor notation when $\delta = \varepsilon$, i.e. in the elliptical anisotropy case, the only one that allows the calculation of eigenvalues and eigenvectors with the method detailed above. Nevertheless, we propose here to test the tensorial method on various sets of measurements corresponding to different combinations of δ and ε values. Such data can be found

in Thomsen (1986) and Wang (2002) for a large variety of transverse isotropic rocks.

We show first in Fig. 1 a synthetic case calculated from Eq. (8) using $\delta = -0.2$ and $\varepsilon = 0.2$. The solid black curve represents a polar plot of $V_p(\theta)/\alpha_o$ calculated from Eq. (8). Notice that the angular variation is not elliptical (i.e. not compatible with an ellipsoidal shape in 3D) and that the maximum value within the isotropy plane is equal to 1.2. Considering these theoretical values as actual measurements, one can calculate the parameters of the best velocity “pseudo-tensor” using the procedure described above and derive the corresponding principal values. The calculated velocities are plotted in dashed grey in Fig. 1 to be compared to the theoretical curve. The tensorial inversion provides eigenvalues equal to 0.94 (instead of 1) and 1.18 (instead of 1.2). Let us define the error done in the calculation of the principal values as:

$$e = \frac{1}{2} \left(\frac{|V_{\text{Thomsen}}(\theta = 0) - V_{\text{tensor}}(\theta = 0)|}{V_{\text{Thomsen}}(\theta = 0)} + \frac{|V_{\text{Thomsen}}(\theta = \pi/2) - V_{\text{tensor}}(\theta = \pi/2)|}{V_{\text{Thomsen}}(\theta = \pi/2)} \right) \quad (9)$$

The error induced for this synthetic case is here less than 4 percent.

In a second stage we have applied the same procedure for δ ranging from -0.4 to 0.4 by steps of 0.04 , and for ε ranging from 0 to 0.4 by steps of 0.02 . We show in Fig. 2 a contour plot for the error e given by Eq. (9) in the (ε, δ) coordinates. On the same figure, we also plotted real data for transverse isotropic rocks (sandstones and limestones) taken from Thomsen (1986) and Wang (2002). Doing so, one can estimate the expected range of the error e for δ and ε values representative of real situations in sedimentary rocks. We can see that the experimental data lie mostly between 0 and 1% of error, and that there are no data lying above 3% of error. Therefore we conclude here that the tensorial inversion applied to P-wave velocity data gives accurate results for the estimation of the spatial variability of the property. Consequently, the same procedure can be applied for the inversion of magnetic and acoustic velocity data, and this has a great advantage in structural studies, as will be discussed later. We will see now what is the best strategy for data sampling in order to minimize the errors in the definition of the pseudo-tensor inferred from the inversion of P-wave velocity data.

4. 3D data sampling design for accurate tensorial inversion

To determine the P-wave velocity, one needs to measure the time of flight for acoustic waves travelling from an ultrasonic transmitter to a receiver across a given travel path. Detailed technical information on the sample preparation and experimental devices can be found in Louis et al (2003). In summary, three mutually orthogonal cylinders are cored from a block (see Fig. 3a), each sample having the AMS-standard dimensions (22.5 mm long, 25 mm diameter). On each cylinder, eight measurements are performed across diameters every 22.5 degrees (Fig. 3b), so that 24 measurements in total are finally available among which only 21 are independent since three directions are sampled twice (Fig. 3c). We take advantage of these redundant directions to “level” the measured values in order to correct for the non-reproducibility of the measurements from sample to sample. This is done by slightly shifting the whole data set for two samples so that common directions of measurement give a unique value of velocity. After this

procedure, we can virtually consider that all the measurements have been made on a single sample. If we take into account the error on the travel time readings and the error on sample length, the standard error for the measurements is in the range 0.02-0.03 km/s. The output of the inversion is an equal-area lower hemispheric stereoplot on which the principal axes and confidence ellipses are drawn. To calculate the confidence region around each principal axis, we followed the Hext (1963) method. This method outlined by Tauxe (1998) provides the semi-axes of each 95% confidence ellipse oriented towards the other principal axes. We show in Fig. 4 an example for the Indiana limestone which typically has a sedimentary fabric characterized by an hexagonal symmetry (transverse isotropy) with the lowest P-wave velocity oriented in the direction normal to the isotropic plane, which corresponds here to the bedding plane. Notice that the X, Y and Z directions were chosen so that one of them (Z) was orthogonal to the bedding plane. However the inversion scheme works for any set of mutually orthogonal samples, with no restriction concerning the orientation of the samples with respect to the bedding plane. This is an advantage compared to the analysis based on Thomsen's (1986) work in which the isotropic plane needs to be clearly identified.

How efficient is our choice of spatial sampling for the inversion scheme ? In a recent paper, Owens (2000) pointed out the importance of using a suitable measurement design in order not to propagate and amplify statistical errors. We will show here that our sampling design (Fig. 3c) gives accurate results since our spatial distribution of oriented measurements is improved with respect to the cases examined by Owens (2000) in his paper. During inversion, measurement errors will obviously propagate in the calculations. Considering that the standard error σ is the same for all the measurements, the covariance matrix relative to the parameter vector \mathbf{P} (Eq. (3)) can be written as:

$$\mathbf{cov}(\mathbf{P}) = \sigma^2 (\mathbf{Q}^T \mathbf{Q})^{-1} = \sigma^2 \mathbf{\Psi} \quad (10)$$

where \mathbf{Q} is the "design matrix" defined in Eq. (3). Following Owens (2000), the statistical consequences of the geometrical position of a set of measurements can be mapped out and leads to the evaluation of the so-called "rotatability" coefficient, a concept introduced by Hext (1963). This mapping consists in projecting the $\mathbf{\Psi}$ matrix defined in Eq. (10) on a grid corresponding to various directions, each of them characterized by a the unit vector \mathbf{a} , and to draw the result on a stereographic diagram. The projection in direction \mathbf{a} is given by $\mathbf{a}^T \mathbf{\Psi} \mathbf{a}$, which is proportional to the square of the error propagated on the \mathbf{P} components. Here, the problem is not exactly the same as the one treated by Owens (2000) who was trying to find the optimal distribution for 6 positions of measurement, that is the minimum number of values necessary to retrieve accurately the tensor parameters. We show in Fig. 5 three stereoplots from which two were already presented in Owens (2000). A value greater than one has the consequence to increase the error on the calculated parameters of \mathbf{P} . From this analysis, Owens pointed out that the statistical errors produced using the device developed by Constable and Tauxe (1990) (Fig. 5a) were rather large, so he proposed to improve it distributing as much as possible the directions of measurement on a sphere (Fig. 5b). Despite the fact that the distribution was optimised for a 6 measurements set, some rotatability coefficients remain slightly higher than 1. However in our case, the situation is much better. Starting from the 24 measurements positions used in our procedure, we did the same calculation and we show the results in Fig. 5c. As we use a larger number of measurements

compared to Owens, one can clearly see the effect of the overdetermination in lowering the rotatability coefficient down to 0.5-0.7, thus avoiding any error enhancement on the tensor parameters with respect to the initial measurement error. Therefore we are confident in the fact that our method based on 24 measurements distributed in space provides relevant information to characterize the anisotropy of physical properties in rocks, which can then be interpreted in terms of deformation and structural attributes.

5. An example of joint inversion of magnetic and acoustic velocity data

The method that we propose allows a fast and simple analysis on directional data, in particular in structural studies, where the attention is focused on the geometrical position of the principal directions for a given property (magnetic, elastic) and the associated anisotropy, rather than on the exact shape of the experimental curve. We show here an example of a block retrieved from a red silt ramp-related fold of Paleogene age (Corbières, France), a structure on which an exhaustive study was made by Tavani et al. (2003). In Fig. 6 we show an equal area stereographic plot where the principal axes obtained from the inversion of magnetic susceptibility and velocity data are plotted in geographical coordinates with their corresponding ellipse of error. The bedding and solution cleavage planes are also drawn on the plot. This block is located near the steep forelimb of the fold. Here, the cleavage pole is not parallel to the bedding plane anymore but seems rather to express a local shear with a top to backlimb motion. One can check the very good correlation between the cleavage pole and the minimum axes of magnetic susceptibility and P-wave velocity. Therefore this suggests that a microstructural feature mimics the cleavage measured at the outcrop scale. Moreover, the explanation of such a strong correlation between magnetic and elastic fabrics is far from being obvious, because the origin of the recorded signal is different for the two properties. ASM data, that mainly reflect shape or crystallographic orientation of the constitutive minerals, are often interpreted in strained rocks as the result of a passive rotation or concentration along cleavage planes of the magnetic phases, while APV is strongly sensitive to the structure of the porosity. Here, the velocity data give complementary information: they show that the material is softer (lower elastic moduli) in the shortening direction, which could be interpreted by the presence of parallel microcleavage planes oriented perpendicular to the shortening direction. If oxides have concentrated in these microcleavage planes, the magnetic fabric would be consistent with the elastic fabric derived from the velocity measurements, which is exactly what we observed. We are currently working on microstructural observations to confirm this hypothesis, and the first results (presence of microcleavage planes where magnetic carriers are concentrated, to be presented in another paper) are very encouraging. This example shows that the constraints provided by coupling several kinds of measurements analysed in a consistent way are of great help in structural studies, and we suggest that our method could be applied more systematically, in particular to link macroscopic properties to microstructure attributes.

6. Conclusion

A unified method is proposed for the analysis of anisotropy in rocks based on the same measurement scheme and inversion procedure for magnetic susceptibility and P-wave velocity data. For the latter, the first step was to evaluate the error made by considering that this physical property supports a second-rank tensor description. It was found that the error was negligible in most cases, promoting the use of this method, and a possible extent to other physical properties. We also checked by a spatial analysis of error propagation that the measurement scheme using three orthogonal core samples on which 24 directions in total are investigated provides accurate results in the definition of principal directions. The advantage of this technique is demonstrated in an application in structural geology where one needs to get rapidly principal directions and values for a given property, to be related to structural features and tectonic settings.

Acknowledgements: This work was supported by Gaz de France within the frame of a research contract with the University of Cergy-Pontoise. We thank Teng-fong Wong and Veronika Vajdova (SUNY Stony Brook, USA) for providing the Indiana limestone samples, and Elie Maze for doing the velocity measurements on that rock.

References

- Borradaile, G.J., Henry, B., 1997. Tectonic applications of magnetic susceptibility and its anisotropy. *Earth Sci. Rev.* 42, 49-93.
- Brückmann, W., Moran, K., Taylor, E., 1993. Acoustic anisotropy and microfabric development in accreted sediment from the Nankai trough. *Proc. Ocean Drill. Program, Sci. Results* 131, 221-233.
- Constable, C., Tauxe, L., 1990. The bootstrap for magnetic susceptibility tensor. *J. Geophys. Res.* 95, 8383-8395.
- Hext, G.R., 1963. The estimation of second-order tensors, with related tests and designs. *Biometrika* 50(3-4), 353-373.
- Hrouda, F., 1982. Magnetic anisotropy of rocks and its application in geology and geophysics. *Geophysical surveys* 5, 37-82.
- Hrouda, F., Zdenek, P., Wohlgemuth, J., 1993. Development of magnetic and elastic anisotropies in slates during progressive deformation. *Phys. Earth Planet. Inter.* 77, 251-265.
- Jelinek, V., 1981. Characterization of the magnetic fabrics of rocks. *Tectonophysics* 79, T63-T67.
- Louis, L., David, C., Robion, P., 2003. Comparison of the anisotropic behaviour of undeformed sandstones under dry and saturated conditions. *Tectonophysics* 370(1-4), 193-212.
- Mavko, G., Mukerji, T., Dvorkin, J., 1998. The rock physics handbook - Tools for seismic analysis in porous media. Cambridge University Press, Cambridge, 329 pp.
- Nye, J.F., 1957. Physical properties of crystals. Their representation by tensors and matrices. *Oxford Science Publications*, 150-169 pp.
- Owens, W.H., 2000. Statistical applications to second-rank tensors in magnetic fabric analysis. *Geophys. J. Int.* 142, 527-538.

- Rochette, P., Jackson, M.J., Aubourg, C., 1992. Rock magnetism and the interpretation of anisotropy of magnetic susceptibility. *Rev. Geophys.* 30, 209-226.
- Siegesmund, S., Vollbrecht, A., Pros, Z., 1993. Fabric changes and their influence on P-wave velocity patterns - examples from a polyphase deformed orthogneiss. *Tectonophysics* 225, 477-492.
- Tarling, D.H., Hrouda, F., 1993. The magnetic anisotropy of rocks. Chapman and Hall, London, 217 pp.
- Tavani, S., Louis, L., Souque, C., Robion, P., Salvini, F., Frizon de Lamotte, D., 2003. Evolution of fracture patterns and anisotropic physical properties of rocks in a ramp-related fold: the "Chaudrons fault-related fold" example (Corbières, France). Submitted to *Bull. of the AAPG*.
- Thomsen, L., 1986. Weak elastic anisotropy. *Geophysics* 51(10), 1954-1966.
- Wang, Z., 2002. Seismic anisotropy in sedimentary rocks, part 2: laboratory data. *Geophysics* 67(5), 1423-1440.

Figure captions

Fig. 1. Polar plot showing the theoretical P-wave velocity variation for a transversely isotropic medium (black) compared to the velocity evolution derived from the best-fitting tensor retrieved from the theoretical values (grey).

Fig. 2. Errors made on the determination of principal velocities during inversion are plotted as contour plots in Thomsen's δ and ϵ coordinates. Data taken from Thomsen (1986) are represented as diamonds, and those of Wang (2002) as squares and triangles: they all range mostly between 0% and 1% of error. The crossed-circle symbol locates the synthetic example corresponding to Fig. 1.

Fig. 3. a) Respective position of the three oriented core samples with the 8 measurement directions indexed on the X sample. b) Example of a measurement path with theta starting from Z-axis. c) 24 measured positions in equal-area stereographic projection.

Fig. 4. Example of inversion for Indiana limestone. The three principal axes of the velocity pseudo-tensor are surrounded by 95% confidence ellipses (Hext, 1963). This carbonate rock shows a typical sedimentary fabric with virtually no velocity variation within the bedding plane (transverse isotropy). The anisotropy ratio is equal to 8%.

Fig. 5. Normalised directional covariance for various designs. Diamonds indicate the direction of measurements for each design. a) Original design used by Constable and Tauxe (1990) b) Design proposed by Owens (2000) for six measurements c.) Our 24 measurements design for which overdetermination lowers the rotatability coefficient below 1.

Fig. 6. Field example showing correlated magnetic (black) and velocity (grey) data. The asterisk represents the cleavage pole situated close to the minimum axes (circles). The other symbols are: triangle: intermediate axis; square: maximum axis.

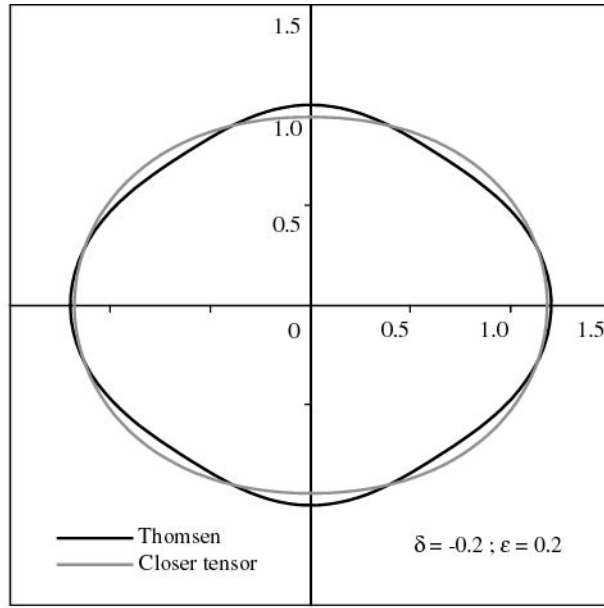


Figure 1

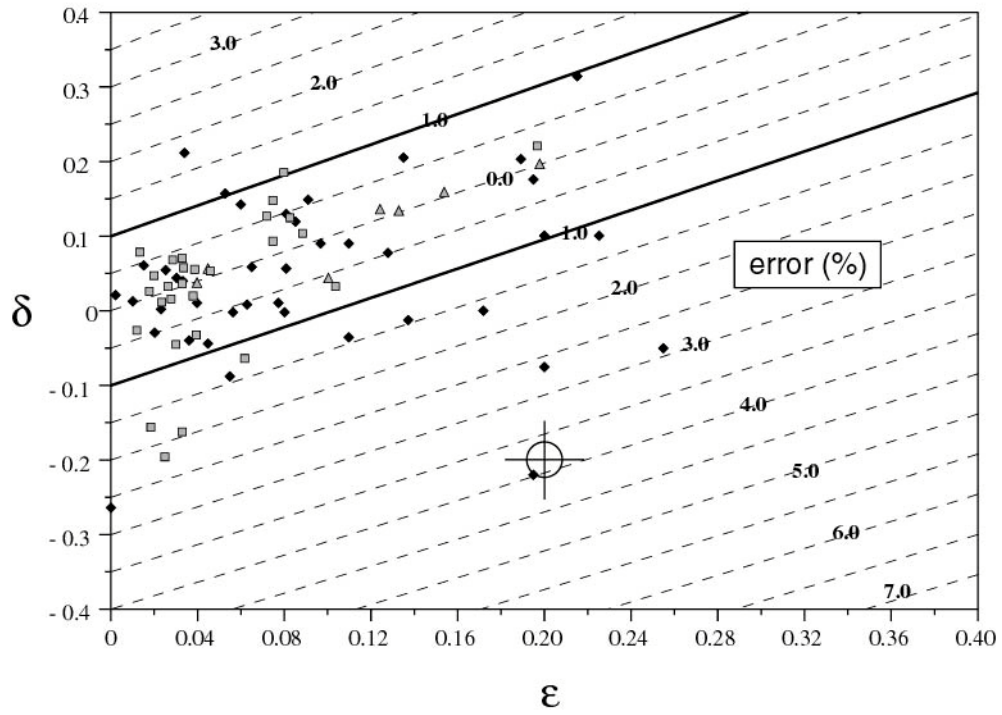


Figure 2

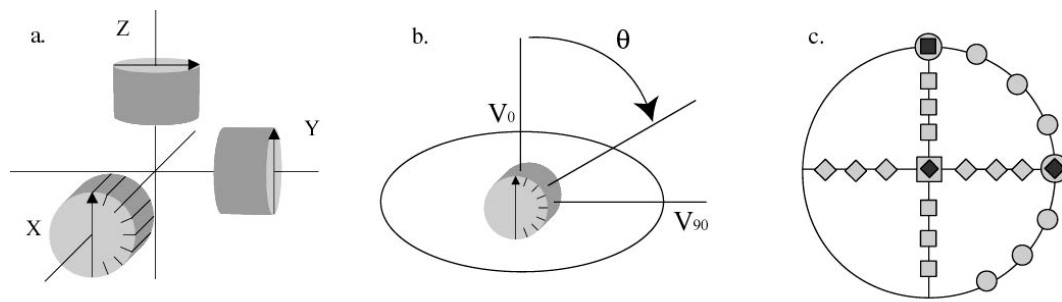


Figure 3

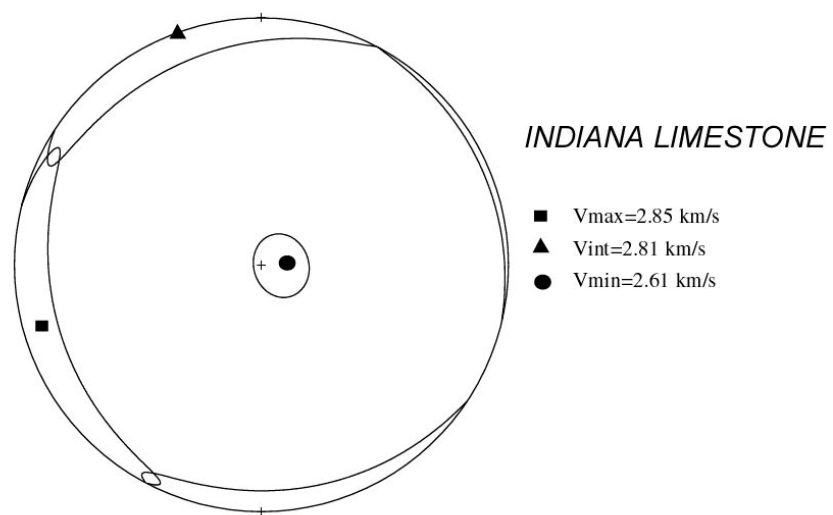


Figure 4

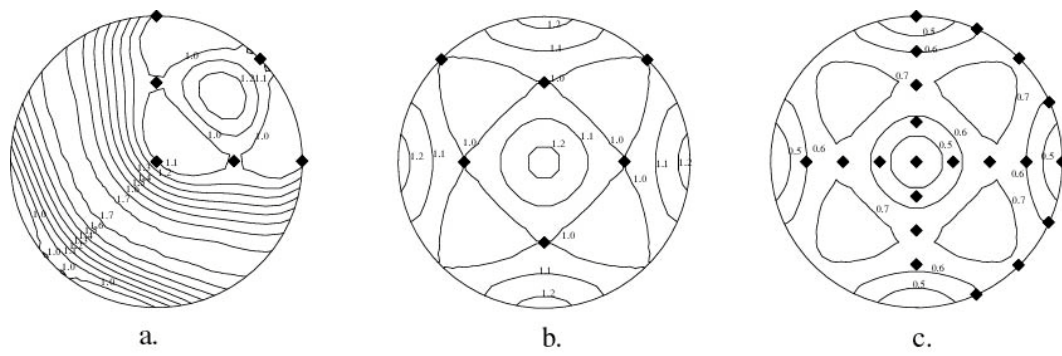


Figure 5

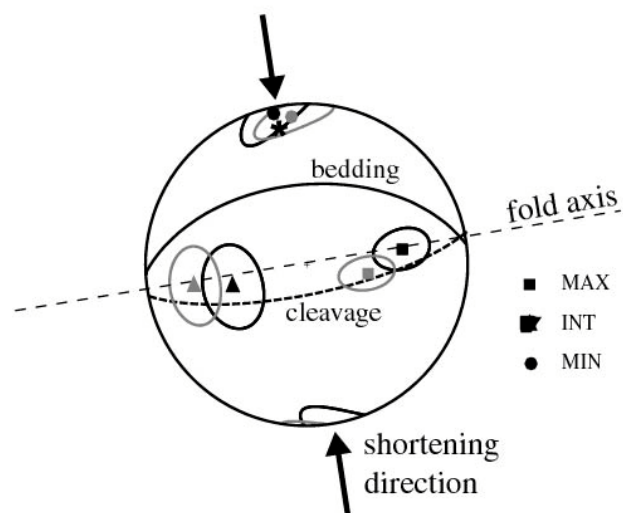


Figure 6

B.2. Publication No2

**Comparison of the anisotropic behaviour of
underformed sandstones under dry and saturated
conditions**

Laurent LOUIS, Christian DAVID, Philippe ROBION

Tectonophysics 370, 1-4, 193-212



Comparison of the anisotropic behaviour of undeformed sandstones under dry and saturated conditions

Laurent Louis*, Christian David, Philippe Robion

CNRS-UMR 7072 “Laboratoire de Tectonique”, Département des Sciences de la Terre et de l’Environnement, Université de Cergy Pontoise, Avenue du Parc-Le Campus-Bat. I, F-95031 Cergy-Pontoise, France

Accepted 31 March 2003

Abstract

This article presents a systematic analysis of the anisotropic behaviours of the Bentheim and Rothbach sandstones using ultrasonic P-wave velocity, electrical conductivity and magnetic susceptibility measurements. For each sandstone, the data were obtained from three core samples drilled perpendicularly to each other and tested in dry- and water-saturated conditions. For acoustic and magnetic investigations, the same statistical analysis was applied in order to present the data on comparable stereoplots. Surprisingly, the Bentheim sandstone which appeared homogeneous at macroscopic scale showed a stronger elastic and electrical anisotropy than the Rothbach sandstone in which cross-laminations were clearly identified, as confirmed by a sedimentary magnetic fabric. A discussion on the velocity contrasts between dry and saturated samples led us to consider two different origins for the observed anisotropies. First, by comparing electrical and acoustic properties in the Bentheim sandstone, we conclude that the nature of the anisotropic behaviour is linked to the anisotropy of pore shape: the inclusion model developed by Kachanov (Kachanov, M., 1993. Elastic solids with many cracks and related problems. *Advances in Applied Mechanics*, vol. 30. Academic Press, Boston, MA, pp. 259–445) accounts for our observations if one considers that the pore space is made of parallel flat pores with moderate pore aspect ratio. Second, acoustic, electrical and magnetic properties indicate that the observed anisotropy in the Rothbach sandstone can be attributed to the matrix, and more specifically to cementation: we modified the Dvorkin and Nur (Geophysics 61 (5) (1996) 1363) model of cemented granular media by introducing a spatially variable contact length, and the model suggests that a very small variability of cemented contact length is enough to account for the observed P-wave velocity anisotropy. We emphasise the fact that combining several kinds of measurements is of great help in capturing the nature of the anisotropic behaviour of porous rocks.

© 2003 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Anisotropic behaviour; Bentheim sandstone; Rothbach sandstone

1. Introduction

The anisotropic behaviour of rocks with respect to a particular physical property (elasticity, magnetic

susceptibility, electrical conductivity, permeability) is often determined by both matrix and pore space distributions (Lo et al., 1986). Such information is of great importance not only for inferring the micro-structural characteristics of a reservoir, but also for understanding weak deformations in sedimentary rocks. The matrix (or solid phase) of a rock can be

* Corresponding author.

E-mail address: laurent.louis@geol.u-cergy.fr (L. Louis).

anisotropic because of layering or preferred mineral orientation, associated, for example, with magmatic flow in igneous rocks, water current during deposition in sedimentary rocks, mineral growth or pressure solution in response to an anisotropic stress field. The pore space distribution can be anisotropic because of the sedimentation processes controlled by gravity which often result in transversely isotropic rock formations, depositional processes driven by water currents, and the presence of preferentially oriented cracks within or between the minerals. In the latter case, the cracks appear mainly following nonisotropic stress conditions or in the course of loading/unloading episodes.

Rock anisotropy has been the object of extensive laboratory investigation. Many studies have focused on the seismic or elastic anisotropy of a wide range of different rocks from sandstones (King, 1965) to amphibolite (Kern et al., 1997) and other mantle material (Mainprice et al., 2000), at different scales (Crampin and Booth, 1985) and under different pressure and temperature conditions (Kern, 1993). The anisotropy of magnetic susceptibility has long been used to analyse the rock fabric in sedimentary and tectonic settings (Hrouda, 1982; Tarling and Hrouda, 1993; Borradaile and Henry, 1997). Transport properties like permeability and electrical conductivity are also well-known anisotropic rock properties (Gueguen and Palciauskas, 1994). Whereas many papers have focused on one specific aspect of the rock anisotropy, very little has been done so far to conduct integrated studies in order to compare the rock anisotropy for various properties. Such an integrated study could be helpful in discriminating between the possible sources for the anisotropic behaviour of the rock.

On the modelling side, numerous theoretical models of effective media have been developed for elastic and acoustic properties, based on the assumption that the wavelength is very long with respect to the heterogeneity of the investigated material so that the medium may be considered as homogeneous. For example, the Hashin–Shtrickman bounds define the theoretical limits of effective bulk and shear moduli from the knowledge of the moduli and volume fraction of each constituent (Hashin and Shtrickman, 1963). The effect of porosity is taken into account in models derived from scattering theory analysis (Kuster and Toksoz, 1974; Hudson, 1981). However,

these models involve some assumptions that are not compatible with anisotropic rocks containing voids with high aspect ratios (say between 0.5 and 1). For example, Hudson's model is valid only for very small aspect ratios. To account for anisotropy, another model originally proposed by Eshelby (1957) and later developed by Cheng (Cheng and Toksoz, 1979; Cheng, 1993) allows for the calculation of the full stiffness tensor in the case of ellipsoidal inclusions of arbitrary aspect ratio within an isotropic matrix. More realistic models of reservoir rocks start from granular mechanics and describe both uncemented materials (Mindlin, 1949; Digby, 1981; Walton, 1987; Mavko et al., 1995) and cemented materials (Dvorkin et al., 1991, 1994; Dvorkin and Nur, 1996). However, these models have not been developed to predict the anisotropic behaviour for the acoustic and elastic properties.

In the present study, we measured several physical properties (magnetic susceptibility, electrical conductivity and P-wave velocity) on two undeformed sandstones under dry and wet conditions. The experimental study focuses on the anisotropic behaviour with the aim of extracting from a comprehensive data set the sources of anisotropy. For this purpose, a method is proposed to present and analyse the data in the same statistical and graphical way for the different kinds of measurements. We show, for example, that by saturating the samples, we can distinguish between matrix-related and void-related anisotropy by comparing dry and saturated acoustic measurements. Because the two sandstones show very different behaviours, two different models are used to account for the experimental data: an inclusion model (Kachanov, 1993) and a cemented granular model (Dvorkin and Nur, 1996). We emphasise that comparing several rock properties can be very useful to characterise the sources of anisotropy in reservoir rocks.

2. Description of the experiments

2.1. Testing material

To conduct our study, we selected two sandstones which appear very different at first sight. The Ben-theim sandstone is a quartz-rich sandstone sampled in the Romberg quarry in Germany. It is the reservoir

sandstone of the onshore Schonebeek oilfield which is part of the lower Cretaceous. This yellowish sandstone looks very homogeneous and is used as building material. Mechanical experiments (Klein et al., 2001) and petrologic analyses (Van Baren et al., 1990) have already been carried out on it. The second sandstone, the Rothbach sandstone, from a quarry in the Vosges mountains, eastern France, is a reddish Triassic sandstone, probably deposited in channel conditions as we observe cross-laminations of about 1 cm height. The presence of these laminations makes the Rothbach sandstone look heterogeneous and anisotropic, with a bedding clearly visible in the block. Permeability and deformation studies on the Rothbach sandstone have been carried out by David et al. (1994), Wong et al. (1997) and Zhu and Wong (1997). Table 1 gives the main petrophysical properties of both sandstones (porosity, mean grain size and composition). As we were interested in studying the anisotropic behaviour of reservoir rocks, our choice was dictated by the structural contrast between the sandstones. We expected the Bentheim sandstone to be fairly isotropic and the Rothbach sandstone to be significantly anisotropic. The experimental results revealed a slightly different picture.

2.2. Sample preparation

The best way to evaluate the anisotropy of any physical property in the laboratory is to work on rock samples with a spherical shape (Vickers and Thill, 1969; Hrouda et al., 1993) in order to avoid uncertainties due to rock heterogeneity between multiple

samples and to present always the same shape to the measuring apparatus (geometry of contact, constant volume or distance of investigation). However, due to the difficulty of machining spheres from a block, it is generally easier to work on cylindrical cores. In the latter case, the optimal conditions only occur in the plane perpendicular to the core axis (i.e. across diameters): this makes, however, the dimension of the problem fall to 2. Despite this limitation, the ease of obtaining such a shape and its relevance with regards to several kinds of measurements (magnetic susceptibility, electrical conductivity, acoustic velocities) led us to work on cylinders. As our goal was to study the spatial variations of rock properties in three dimensions, we drilled in each block three samples in orthogonal directions: one perpendicular to the bedding and two within the bedding plane (the Bentheim sandstone block was oriented in the field). As shown in Fig. 1, samples are oriented with respect to the block and to the bedding: the X and Y samples have their core axis within the bedding plane whereas the Z sample is perpendicular to it. The size of the drilled cylinders is approximately 22.5 mm long \times 25 mm diameter which corresponds to the standard for the measurement of magnetic susceptibility in our laboratory. In a recent paper, Owens (2000) pointed out the importance of using a well-designed measurement design in order not to propagate and amplify statistical errors. We have verified numerically that our design showed in Fig. 1 gives accurate results since our spatial distribution of oriented measurements is improved with respect to the cases examined by Owens (2000) in his paper. Some measurements were done both on dry- and water-saturated samples. The saturation is obtained by applying a primary vacuum on samples in balance on top of a beaker filled with water. Once the air is evacuated, samples are toppled into the beakers. Porosity is calculated from the weight of dry and saturated samples, and from the apparent weight of samples immersed in water.

2.3. Acoustic velocity

The experimental device for the acoustic measurements includes an ultrasonic pulse generator Panametrics 5058 PR with a maximum output voltage up to 900 V, several sets of ultrasonic P-wave transducers of 1-MHz resonance frequency, and a numerical

Table 1
Main petrographical characteristics of the two sandstones

	Porosity (%)	Grain radius (mm)	Mineralogy
Bentheim sandstone	24.5 ± 0.18	0.1–0.3	Quartz 95% Kaolinite 3% Feldspar 2%
Rothbach sandstone	21.7 ± 0.83	0.23	Quartz 68% Feldspar 16% Oxides and mica 3% Clays (mostly illite) ~ 12%

For the Bentheim sandstone, the mineralogical content was obtained by X-ray diffraction (Van Baren et al., 1990), and for the Rothbach sandstone by thin-section analysis (Wong et al., 1997).

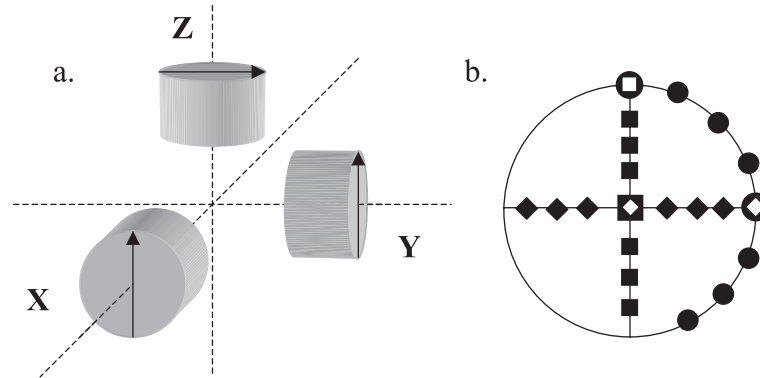


Fig. 1. (a) Orientation of the three sampled elements. The bedding plane for each rock corresponds to the XY plane. (b) Stereographic plot (equal area, lower hemispheric projection) of the 21 measured positions. Eight directions of measurement were chosen in each plane (XY, XZ, YZ). The overlapping symbols show the directions which are common for each subset of two samples.

oscilloscope HP54603B connected to a PC for data acquisition and analysis. We could not study the propagation of S-waves because the length of the travel path in our samples was too small to be able to discriminate accurately the S-wave arrival from the P-wave signal: therefore, only P-wave velocity measurements are available for the present study.

We measure the time of flight for acoustic waves travelling from the transmitter to the receiver across eight different diameters with an angular offset of 22.5° between each measurement. Taking into account the error on the travel time readings on the oscilloscope (which depends on the quality of the signals) and the error on sample length, the standard error for the measurements on dry samples is $\pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$, and $\pm 0.02 \text{ km s}^{-1}$ for the measurements on water-saturated samples. For the three orthogonal samples, only 21 measurements out of the total 24 are independent because each sample has two common geographical directions with the others (Fig. 1). We take advantage of these redundant directions to “level” the measured values in order to correct for the small nonreproducibility of the measurements from sample to sample, a well-known problem in rock physics due to small-scale heterogeneity (Bourbié et al., 1987). The levelling operation is the first stage of treatment: it consists in slightly shifting the whole data set for two samples so that common directions of measurement give a common value of velocity. After this procedure, we can virtually consider that all the measurements have been made on a single sample.

In order to compare properly data obtained from different kinds of measurements, a program was written with Scilab (a free scientific software package for numerical computations) that outputs equal-area lower hemispheric stereoplots showing the directional variation of any investigated physical property. Assuming that the spatial variation of the amplitude for all the physical properties investigated in this study maps out an ellipsoid (which is rigorously true for any second order symmetric tensor), we calculate the principal axes of the ellipsoid with the following procedure. The general equation for an arbitrary ellipsoid in the Oxyz system of coordinates can be defined by the equation

$$Ax^2 + By^2 + Cz^2 + Dxy + Exz + Fyz = 1 \quad (1)$$

which alternatively can also be written as:

$$(x \ y \ z) \cdot \begin{pmatrix} A & D/2 & E/2 \\ D/2 & B & F/2 \\ E/2 & F/2 & C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = 1 \quad (2)$$

To estimate the parameters A to F , we need at least six independent measurements. Using the 24 available values from our measurements on all three

oriented samples, the six parameters needed to define the ellipsoid are then calculated with a least square method. For an arbitrary number k of velocity measurements \vec{V}_i with direction given by the unit vector \vec{u}_i (l_i, m_i, n_i), Eq. (1) leads to the following system:

$$\begin{pmatrix} l_1^2 & m_1^2 & n_1^2 & l_1 m_1 & l_1 n_1 & m_1 n_1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ l_k^2 & m_k^2 & n_k^2 & l_k m_k & l_k n_k & m_k n_k \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/V_1^2 \\ \vdots \\ 1/V_k^2 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Let \mathbf{Q} be the left-hand-side matrix, \mathbf{P} the parameter vector and \mathbf{W} the inverse squared velocity vector. \mathbf{P} is estimated in the least square sense by:

$$\mathbf{P} = (\mathbf{Q}^t \cdot \mathbf{Q})^{-1} \cdot (\mathbf{Q}^t \cdot \mathbf{W}) \quad (4)$$

In the last step, the parameters in \mathbf{P} are replaced in the square matrix in Eq. (2) which is then diagonalized to give the three principal axes of the ellipsoid. To calculate the confidence region around each principal axis, we followed the Hext (1963) method.

This method outlined by Tauxe (1998) provides the semi-axes of each 95% confidence ellipse oriented towards the other principal axes.

2.4. Magnetic susceptibility

In order to extract the overall magnetic susceptibility of the samples, we used an impedance bridge KLY3S designed by AGICO. This device measures the induced magnetization \mathbf{M} of a specimen in a coil producing a low magnetization field \mathbf{H} . It is well established that in minerals and rocks, as far as \mathbf{H} is about of the same magnitude as that of the earth magnetic field, \mathbf{M} is linearly related to \mathbf{H} with the relation $\mathbf{M} = K\mathbf{H}$, where K is the magnetic susceptibility. When a sample is anisotropic, K is a second rank tensor $\hat{\mathbf{K}}$. This relationship is reliable for any magnetic material (diamagnetic, paramagnetic and ferromagnetic). All the constituents of the sample may thus contribute to the measurement. For diamagnetic and paramagnetic minerals (also called matrix minerals), as the mean susceptibility is low ($K < 10^{-3}$), the crystallographic anisotropy dominates and shape anisotropy due to the internal demagnetization field is negligible. For ferromagnetic phases, depending on the mean susceptibility, this assumption is not always satisfied. Magnetite has a strong magnetic susceptibility ($K \sim 1-10$) and its anisotropy is related to the shape of the minerals. Hematite with a medium magnetic susceptibility ($K \sim 10^{-3}-10^{-2}$) has its anisotropy controlled by crystallographic directions. In sedimentary rocks, the ferromagnetic fraction rarely exceeds 1% of the total volume of the rocks. Consequently, if we assume that ferromagnetic grains are sufficiently spaced to avoid magnetic interactions, a distribution of grains results in an overall tensor which

Table 2

Maximum, intermediate and minimum principal axes and maximum anisotropy ratio A_{\max} for the acoustic properties of the Bentheim and Rothbach sandstones

		P-wave velocities (km/s)					P-wave modulus contrast (GPa)		
		Max	Int	Min	σ	A_{\max} (%)	Max	Min	Ratio
Bentheim sandstone	dry	2.84	2.84	2.53	0.021	11.6	12.5	11.7	0.94
	sat	3.52	3.51	3.36	0.022	4.7			
Rothbach sandstone	dry	3.01	2.97	2.89	0.028	4.1	10.8	8.5	0.79
	sat	3.59	3.49	3.35	0.022	7.0			

The σ parameter gives the standard error on the velocity values. Also given are the P-wave modulus differences between dry and saturated samples.

is the sum of all the grain susceptibility tensors. To measure anisotropy of magnetic susceptibility (AMS) tensor, we applied a magnetic field in a given direction and measured the magnetization in the same direction. Repeating this procedure in several directions gives rise to the full AMS tensor $\tilde{\mathbf{K}}$. In order to apply the same protocol as for acoustic measurements, AMS is investigated in manual mode along three orthogonal planes.

2.5. Electrical conductivity

Electrical measurements are performed with a Radiometer CD210 conductimeter. The conductivities can only be measured along the axis of the core samples which are saturated successively with four brines (NaCl solutions) with increasing conductivity from nearly 0 to 3 S/meter. Following the procedure given by David et al. (1993), the formation factor F

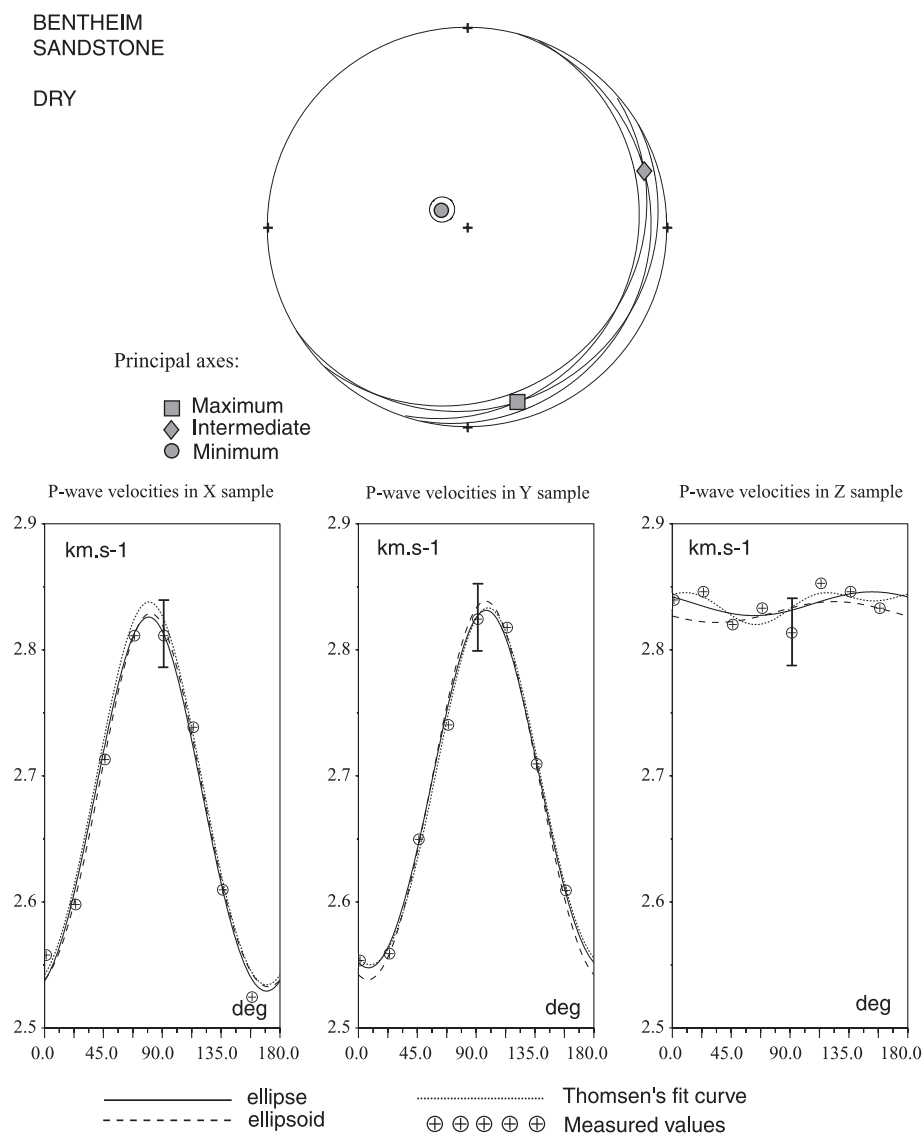


Fig. 2. Top: Velocity stereoplot in the dry Bentheim sandstone. Bottom: Data and fit curves in samples X, Y and Z.

and the internal surface conductivity σ_s are calculated by a linear regression on the plot of the saturated rock conductivity σ_r as a function of the brine conductivity σ_w (Fig. 9) according to the relation:

$$\sigma_r = \frac{1}{F} \sigma_w + \sigma_s \quad (5)$$

Electrical conduction in brine-saturated rocks is controlled by the geometry of the pore space: therefore,

measuring the electrical conductivity in reservoir rocks gives valuable information on the pore network, but none on the solid phase. Indeed, the electrical conductivity of the solid phase in reservoir rocks can virtually be considered to be negligible compared to the brine conductivity when the rocks are saturated with a polar fluid like water or ion-rich aqueous solutions. If the measurements reveal that the formation factor is anisotropic, this can without much doubt

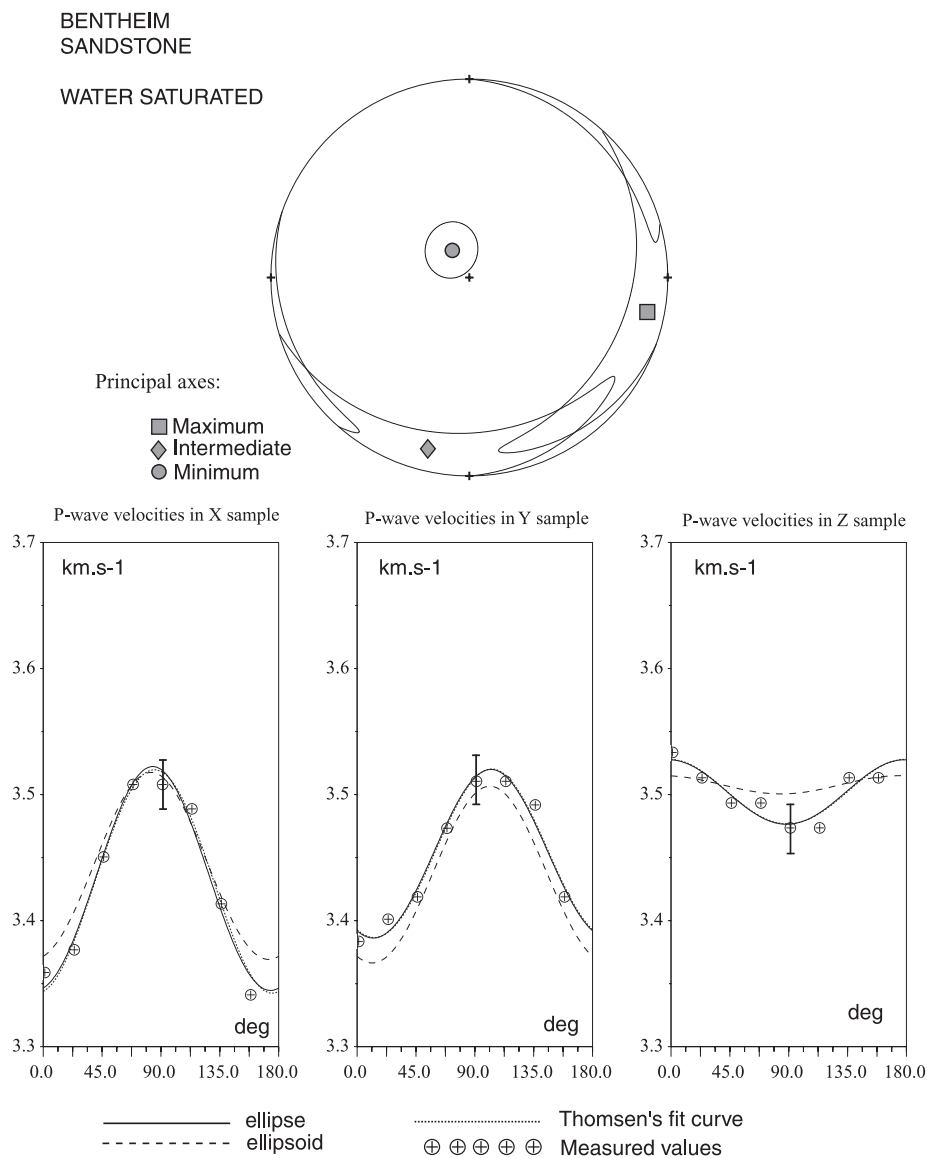


Fig. 3. Top and bottom: Same as Fig. 2 for the saturated Bentheim sandstone.

be associated with geometrical features within the pore space as will be discussed later. However, one has to consider also that anisotropic distributions of conductive minerals such as clays, for example, would also lead to formation factor anisotropy.

3. Experimental results

We present here the data obtained for Bentheim and Rothbach sandstones: acoustic velocities in dry and wet conditions measured on diameters, electrical

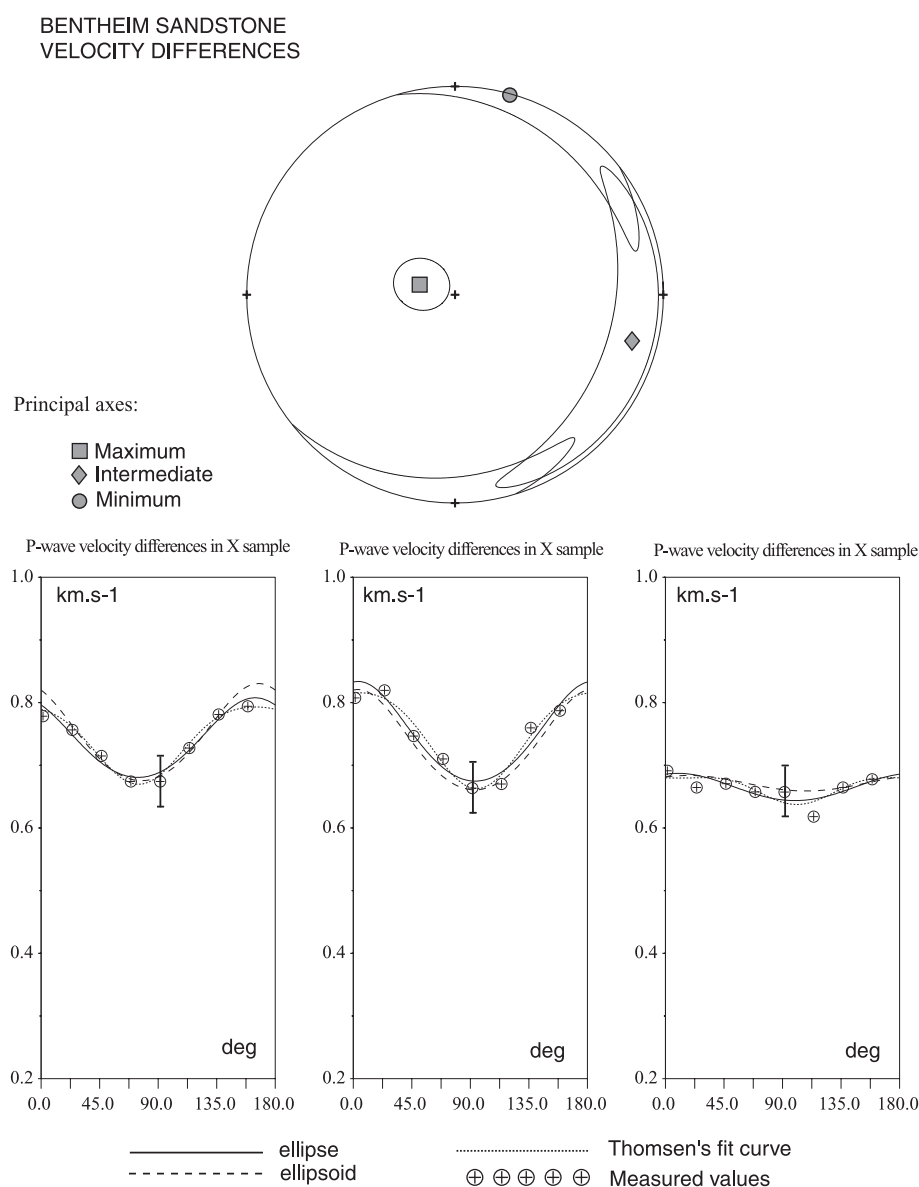


Fig. 4. Top: Stereoplot of the velocity difference between saturated and dry conditions (I' parameter) in the Bentheim sandstone. Bottom: Velocity difference and fit curves in the three samples X, Y and Z.

conductivity along the core axes and magnetic susceptibility.

3.1. Acoustic measurements

Velocity measurements on dry and saturated samples are presented in Figs. 2–7, and the data are given

in Table 2. Notice that the range on the vertical axes for both kinds of plots (absolute velocity and velocity difference) was kept constant for the Bentheim and the Rothbach data plots, so that the anisotropy can easily be compared from one sandstone to the other. Fig. 2 shows the velocities measured in dry Bentheim sandstone. It first can be seen on the stereoplot that maximum

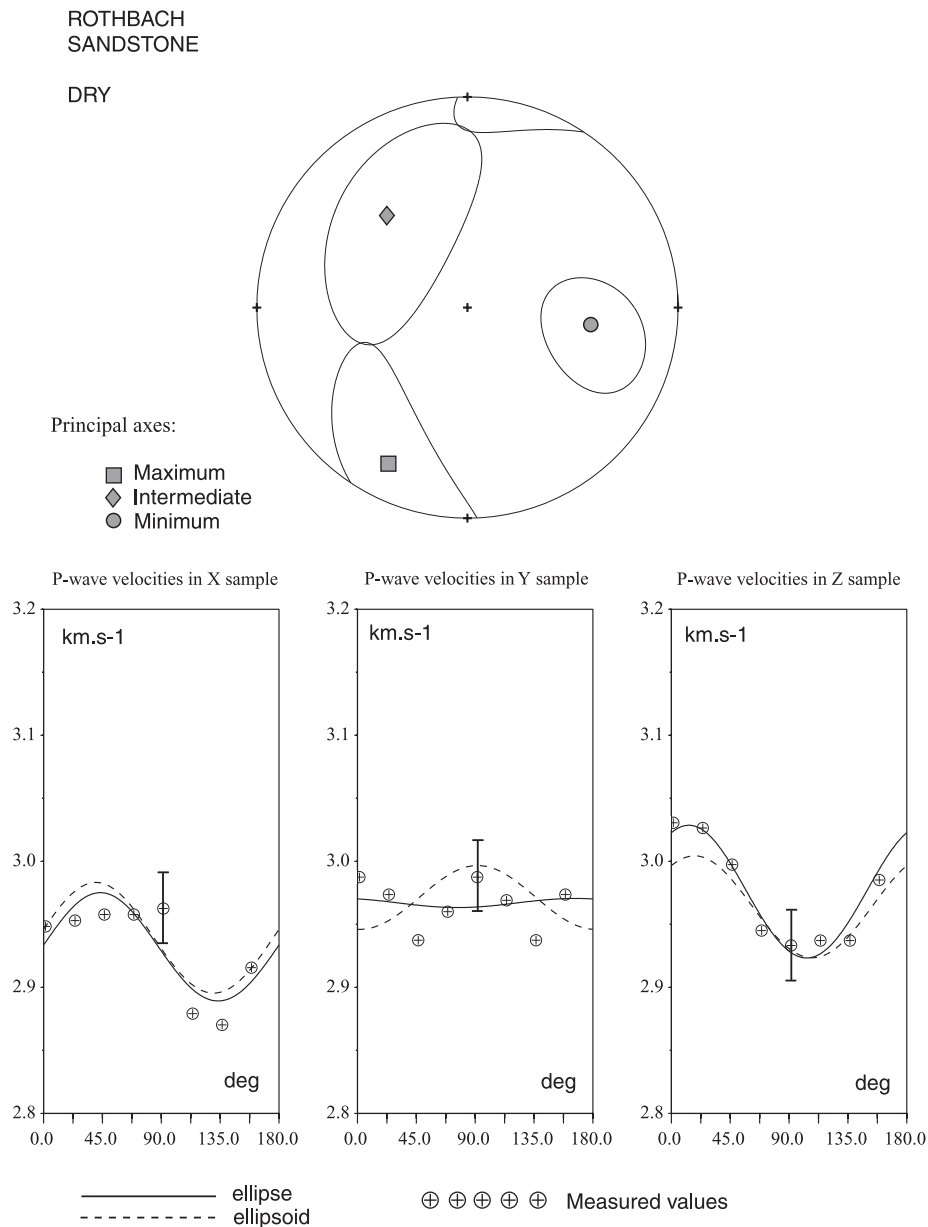


Fig. 5. Top and bottom: Same as Fig. 2 for the dry Rothbach sandstone.

velocities scatter in a subhorizontal plane, while the minimum velocity axis stands vertical. Such a stereoplot can be described as a sedimentary fabric. Hrouda et al. (1993) observed quite similar elastic behaviour in unstrained sedimentary rocks and simply deduced that the stiffness was weaker perpendicularly to the bedding because of an anisotropy in the grain contacts distribu-

tion. Microcracks appeared during unloading (erosion and uplift) or sedimentary micropores could also generate this kind of anisotropy. Indeed, simple elastic models of ellipsoidal weak material inclusions (Eshelby, 1957; Walsh, 1965; Hudson, 1981) always anticipate a maximum stiffness in the direction of largest semi-axes. We also show the velocity data as a

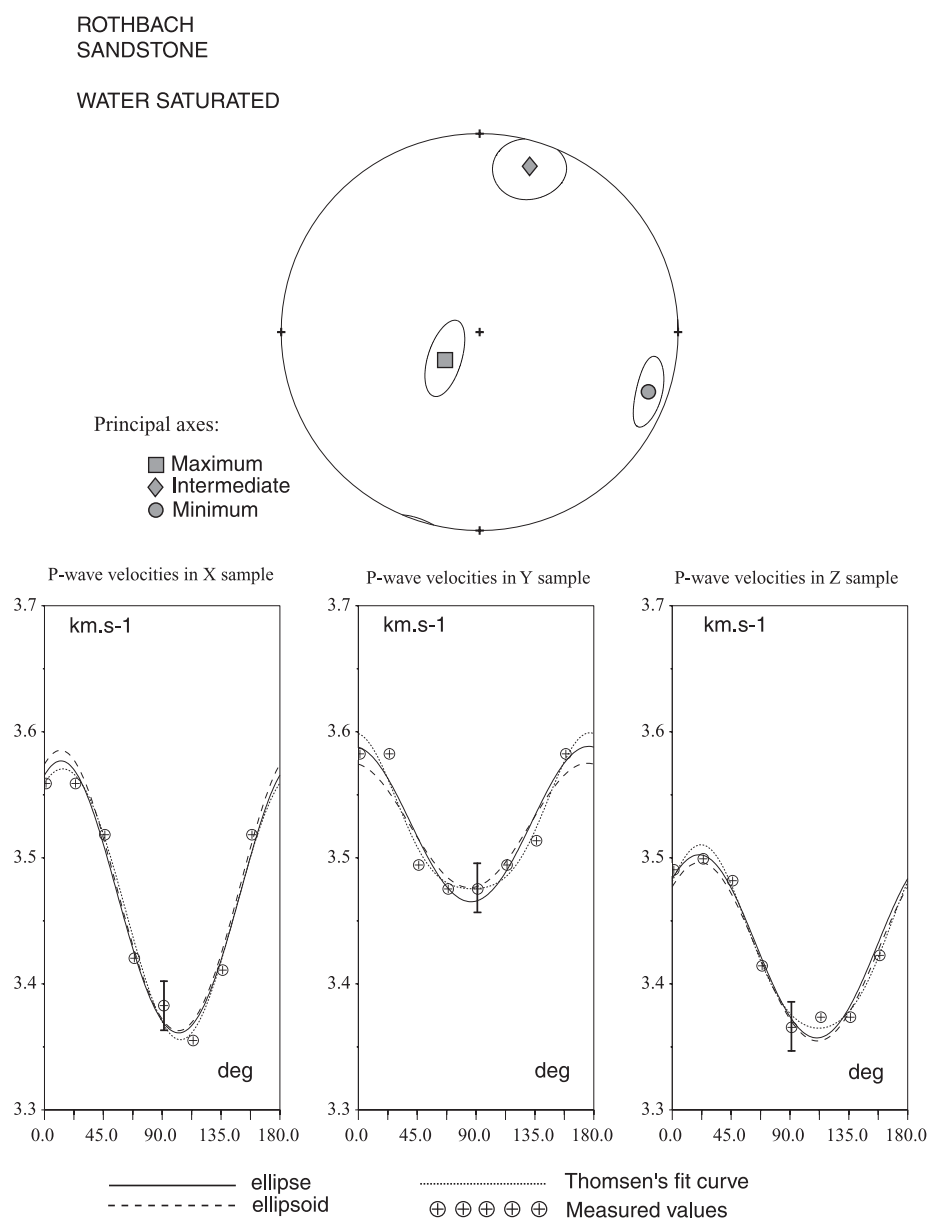


Fig. 6. Top and bottom: Same as Fig. 2 for the saturated Rothbach sandstone.

function of azimuth for the three orthogonal samples. The three superimposed curves are as follows: the mean square ellipse calculated in the measurement plane; the mean square ellipsoid projected back on the plane; and the fitting curve from Thomsen (1986) that allows an additional $\sin^4\theta$ component in the azimuth dependence that is consistent with the solu-

tions of the wave equation given by Love (1927). Anisotropy is here obvious and surprisingly quite intense (about 10%): such a behaviour was unexpected in view of the homogeneous macroscopic aspect of the sandstone. The data are in excellent agreement with the three mathematical models used to describe anisotropy except for sample Z in which the observed variations

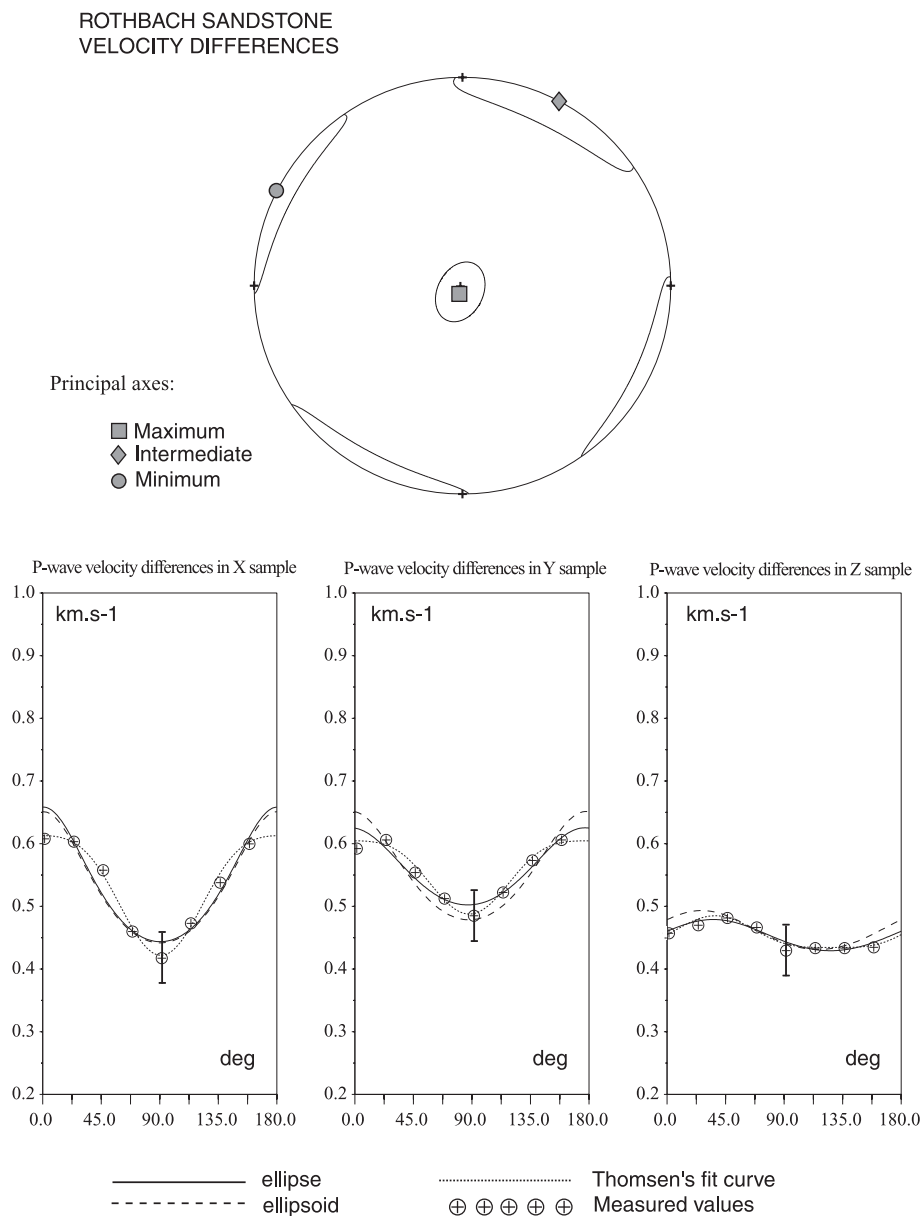


Fig. 7. Top and bottom: Same as Fig. 4 for the Rothbach sandstone.

are comparable to the experimental error bar. The Thomsen fitting curves give the best result in all the cases. Since the principal velocity values are identical in the plane perpendicular to the Z sample core axis and significantly larger than the velocity along the Z axis (Table 2), the Bentheim sandstone can be considered as transversely isotropic. The results for the saturated Bentheim sandstone are presented in Fig. 3. As expected, the P-wave velocity of the water-saturated samples is higher than for the dry samples (about 25% increase). Interestingly while the ‘stiffness fabric’ remains almost the same, the velocity anisotropy decreases significantly. Indeed the anisotropy of the water-saturated samples is only about half of that of the dry samples. It can be observed on the stereoplot that after water saturation, data scatter gently. To further analyse the velocity changes, we calculated for each sample the velocity difference between saturated and dry samples. This difference depends on the azimuth angle θ within the measuring plane. Let us call $\Gamma(\theta)$ the velocity difference $V_p^{\text{sat}} - V_p^{\text{dry}}$. We can apply the same statistical procedure as for the velocity in order to determine the anisotropy of the Γ parameter. Fig. 4 shows the evolution of $\Gamma(\theta)$ and the resulting stereoplot. We can see that the vertical direction in which the velocity is the lowest suffered a greater increase in velocity than in horizontal directions, in agreement with the decrease of the anisotropy ratio already mentioned.

Results for the Rothbach sandstone are very different. The anisotropy observed in dry samples is shown in Fig. 5. Surprisingly, the anisotropy is considerably weaker than expected, considering the stratified macroscopic aspect of the Rothbach block. Taking into account the experimental error, the plane defined by the maximum and intermediate axes can be considered as isotropic. However, the data are only weakly in agreement with ellipsoidal variations, the most peculiar case being the Y sample that seems to vary in half the ellipse wavelength. Saturating the samples with water resulted in a very well defined orthotropic fabric (see Fig. 6; Table 2). Unlike for Bentheim sandstone, the maximum velocity axis is here almost vertical, and we observe an increase by a factor 1.6 of the anisotropy ratio compared to the dry sample. The corresponding fitting curves show a good agreement with the data. Whereas this fabric is quite different from the one in Bentheim, the stereoplot for the Γ parameter (Fig. 7) remains geometrically similar with a maximum difference in the vertical direction, in good agreement with the increase in anisotropy ratio from dry to saturated.

3.2. Magnetic measurements

AMS is a measurement of induced magnetization in all minerals and combines the contribution of diamag-

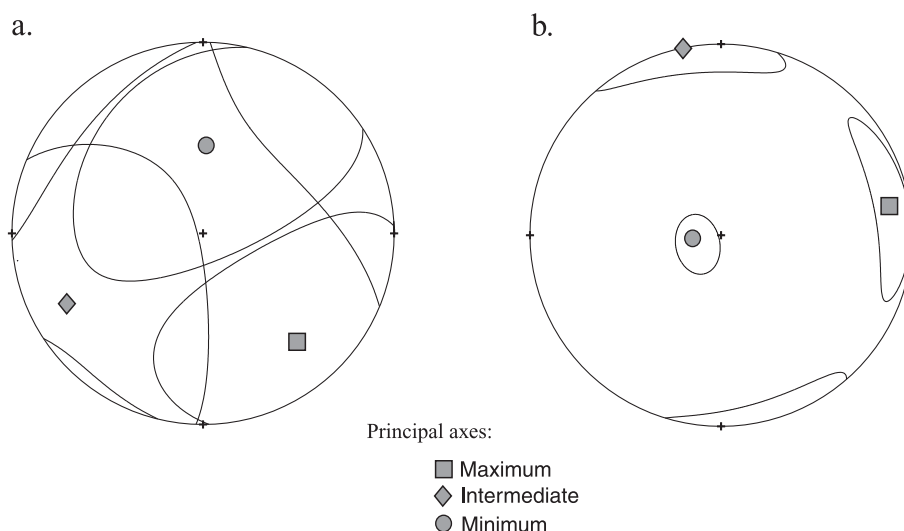


Fig. 8. AMS stereoplots for the Bentheim (a) and for the Rothbach (b) sandstones.

Table 3
Magnitude of the principal axes for the magnetic susceptibility tensor, with standard error σ

	Magnetic susceptibility (10^{-6})			σ
	Max	Int	Min	
Bentheim sandstone	−1.04	−1.20	−1.28	0.169
Rothbach sandstone	27.92	27.58	26.6	0.158

The Bentheim sandstone is diamagnetic (negative values) whereas the Rothbach sandstone has a significant paramagnetic component (positive values).

netic, paramagnetic and ferromagnetic phases. The resultant magnetic tensor at the scale of the sample is thus the sum of individual intrinsic magnetic tensors corresponding to each mineral in the rock. Fig. 8 shows the AMS stereoplots for both Bentheim and Rothbach sandstones. The Bentheim sandstone presents an almost isotropic susceptibility, as each confidence ellipse fills the major part of the plot. One can observe that the petrophysical data in Table 1 point out the dominant presence of quartz (95%) which grains are considered to be isotropic (less than 1% anisotropy). As a matter of fact, the negative susceptibility values (Table 3) measured in the samples show clearly the predominant effect of the quartz–feldspar part and the lack of more susceptible material in a significant proportion. On the contrary, the AMS

tensor obtained for Rothbach sandstone is quite well defined. This sandstone shows a positive paramagnetic mean susceptibility. Table 1 shows that both clays ($\sim 12\%$) and oxides ($\sim 3\%$), considering their respective proportions, can carry such a susceptibility. The three principal susceptibility values are given in Table 3, from which we derive the magnetic lineation factor $L = K_{\max}/K_{\text{int}} = 1.013$ and the magnetic foliation factor $F = K_{\text{int}}/K_{\min} = 1.035$. This means that the magnetic fabric is planar with maximum and intermediate axes parallel to the bedding. Confidence regions are poorly defined in this plane, while minimum axis of susceptibility reflecting the pole of bedding is surrounded by small confidence area. This magnetic foliation parallel to the bedding is typical for sedimentary fabrics which is developed under sedimentary compaction (Hrouda, 1982). Lack of clear anisotropy in the bedding plane can be simply due to the intrinsic planar anisotropy of both hematite and clay minerals which are the main contribution to the magnetic fabric. It is worth noting that slight obliquity corroborates the presence of cross-bedding in our samples.

3.3. Electrical measurements

In Fig. 9, we plotted the sample conductivity vs. the brine conductivity, from which the respective forma-

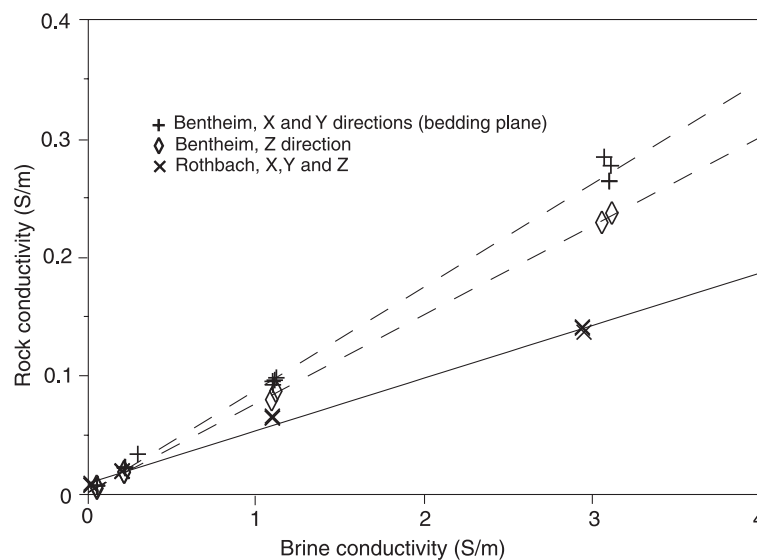


Fig. 9. Electrical conductivity of the brine saturated samples vs. the brine conductivity. The slope of the linear fit gives the inverse formation factor.

Table 4
Formation factor and surface conductivity data for the Bentheim and Rothbach sandstones, with corresponding experimental errors

	Sample	Formation factor	Surface conductivity (mS/m)
Bentheim sandstone	X	11.5 ± 0.2	1.5 ± 2.3
	Y		
	Z		
Rothbach sandstone	X	22.6 ± 0.5	9.5 ± 1.5
	Y		
	Z		

tion factor and surface conductivity can be calculated. The data are given in Table 4. Notice that because we can only measure electrical parameters in the direction of the core axis, we do not have enough information to define the full tensor unlike our study on acoustic and magnetic properties. Nevertheless, we can still compare our results obtained for the X, Y and Z samples. In the Bentheim sandstone, an isotropic subhorizontal plane (X and Y conductivities) was identified with a formation factor of 11.5 ± 0.2 , while we measured 13.5 ± 0.2 in the vertical direction (Z sample). The surface conductivity could only be roughly estimated, which explains the large errors (Table 4): in fact, the surface conductivity is very small in the Bentheim sandstone. The formation factors in the Rothbach sandstone are virtually all the same in all the samples (Table 4), whereas the surface conductivity is meaningful and significantly higher than in the Bentheim sandstone due to the presence of clays. (Table 4). As for the acoustic velocity results, the anisotropy in electrical properties is weaker in the Rothbach sandstone compared to the Bentheim sandstone. Again, this result was not expected.

4. Discussion

Let us first recall the main results from our experimental study. We were interested in the comparative study of acoustic, magnetic and electrical properties of sandstones, with special focus on the anisotropy of each physical property. A common method was developed to statistically analyse the numerous measurements in order to define the principal axes of the ellipsoid describing the spatial variation for a given

rock property. Two sandstones were tested, one (Bentheim) that looked very homogeneous from visual examination of the block, and another one (Rothbach) with visible bedding which was suspected to be more heterogeneous and anisotropic than the former. Our results show that, against all expectations, the Bentheim sandstone is more anisotropic than the Rothbach sandstone. The acoustic measurements show that the anisotropy factor for P-wave velocities is not the same for the dry rock and for the water-saturated rock, and interestingly, the trend is opposite for both sandstones: while a decrease is observed for the Bentheim sandstone, the anisotropy factor for the Rothbach sandstone increases when water is present in the pore space. Another difference is that the Bentheim sandstone is clearly transversely isotropic whereas the water-saturated Rothbach sandstone is not, although in the latter case, a planar bedding was detected on the block. Finally, there is some evidence in our data for the Rothbach sandstone that the principal axes for the ellipsoid relative to P-wave velocity rotate slightly when comparing the results for the dry and for the saturated samples. We will try in the following to interpret these observations on the basis of several theoretical models.

Before going further in the discussion, let us first emphasise the following. When one tries to model the physical properties of granular rocks, two different approaches can be used. One possibility is to use models based on pore or crack inclusions within a solid matrix: doing so, one basically focuses on the influence of porosity, pore geometry, crack density, etc, whereas the solid fraction of the rock (i.e. the grains) does only weakly come into such models. For a review of effective medium models and mixture theories, one can refer, for example, to Berryman (1995). Another possibility is to use models which intend to give a better description of the granular framework and focus on parameters such as grain contacts, cementation, coordination number of the grain assembly, etc, but weakly take into account the porosity (e.g. Digby, 1981). For sandstones like the ones tested in the present study, both approaches are relevant, and at some point, a choice has to be made. For reasons that we will develop later on, we used an inclusion model for the Bentheim sandstone and a cemented granular medium model for the Rothbach sandstone.

4.1. Pore space anisotropy in the Bentheim sandstone

Two main features (i.e. matrix and voids) can be responsible of the anisotropy observed in sandstones: the matrix and the voids, but a combination of both is also possible. One of the major contributions of this work is to show that comparing the anisotropy for different rock properties on rock samples saturated with different pore fluids helps to identify the nature of the observed anisotropy. For example, if one considers a rock made of a matrix which is anisotropic and an equant porosity, saturating the pore space with water should lead to three main observations for the acoustic velocity evolution. First, the orientation of the principal axes of the ellipsoid should not change, since the added stiffness is isotropic. Second, the direction of maximum velocity difference should be that of the matrix. Third, we would expect an increase of the whole anisotropy as the pores get stiffer. If either one of these conditions is not respected, one would conclude that the porosity is not isotropically distributed. The velocity anisotropy presented by the Bentheim sandstone after saturation is considerably reduced, thus we believe that the porosity dominates the anisotropic behaviour of this rock. This conclusion is also supported by the fact that the formation factor which is directly related to the rock porosity is anisotropic in the Bentheim sandstone. If we stick to this assumption, there is actually no need to appeal for anisotropy in the matrix, although it cannot be ruled out (Lo et al., 1986). One can then consider the simple case of anisotropic pore inclusions within an isotropic solid phase, and for this reason, we will focus our discussion here on inclusion models. Taking into account the angular variation of the P-wave velocity, it is clear that the Bentheim sandstone is more compliant in the vertical direction (Z) and stiffer in the horizontal plane (XY). This tells us that the geometry of the pores can be compared to that of oblate ellipsoids, all of them with their short axis parallel to the Z direction in order to get an overall anisotropic medium (Eshelby, 1957). Two of our observations support this conclusion: (1) the decrease in anisotropy ratio when saturating the rock with water, and (2) the electrical conductivity data. For the first point, any inclusion model will predict that when filling the anisotropic pores with a stiffer isotropic material (e.g. when water replaces the air), the velocity anisotropy will be reduced.

In the extreme case when the pores are filled with the matrix material, there will be no anisotropy at all. A similar decrease of anisotropy ratio with saturation was observed by Rathore et al. (1994) on synthetic sandstone with controlled pore anisotropy. Concerning the second point, the anisotropy observed for the electrical properties favours the inference of pore anisotropy. We found a higher value for the formation factor in the vertical direction than in the XY plane, which means that the transport of ions is easier within that plane. This can be easily understood if one considers the relation $F = \tau^2 / \phi$, where τ^2 is the so-called tortuosity and ϕ is the porosity. The tortuosity is inversely correlated to the probability of interconnection between pores or cracks (Gueguen and Palciauskas, 1994): for parallel oblate ellipsoidal pores, this probability is higher in the direction of elongation and lower in the direction of the short axis, which implies in our case a larger formation factor in the vertical direction. This is what we observed. Other conclusive tests would be to measure the pressure dependence of P-wave velocity which is very sensitive to pore geometry (Tao et al., 1995), and obviously to analyse quantitatively the rock microstructure under the microscope, which we plan to do.

The decrease in anisotropy observed in the Bentheim sandstone after saturation and the larger increase of velocity perpendicular to the bedding can be explained with a preferred orientation of anisotropic pores. We decided to use the inclusion model developed by Kachanov (1993) which gives the expression for the Young's modulus and the Poisson ratio for a homogeneous solid containing empty cavities of ellipsoidal shape. These relations are derived from the elastic solution given by Savin (1961) and can be written in 2D as a function of two dimensionless parameters, p (a scalar) and β (a second-rank tensor) which characterise the density of voids with elliptical shape in the 2D medium:

$$p = \frac{1}{S} \pi \sum_k ab, \quad \beta_{ij} = \frac{1}{S} \pi \sum_k (a^2 \mathbf{n}_i \mathbf{n}_j + b^2 \mathbf{t}_i \mathbf{t}_j) \quad (6)$$

Here, a and b are the semi-axes of the ellipse with index k , S is the total surface used for the calculation, k the summation index over all the cavities, \mathbf{t} and \mathbf{n} two orthonormal vectors defining the semi-axes a and b , respectively. To be consistent with our notations,

we consider here elliptical inclusions embedded in a 2D solid within the OYZ plane. In the general case of non-interacting cavities, one can calculate assuming plane strain conditions and the application of a uniaxial stress in the horizontal (Y) and vertical (Z) directions, respectively, the Young's moduli E_h and E_v , and the Poisson ratio ν_h and ν_v as a function of the void density parameters:

$$E_h = \frac{E_0(1 - \nu_0^2)^{-1}}{1 + p + 2\beta_{YY}}, \quad E_v = \frac{E_0(1 - \nu_0^2)^{-1}}{1 + p + 2\beta_{ZZ}},$$

$$\nu_h = \frac{\nu_0(1 - \nu_0)^{-1} + p}{1 + p + 2\beta_{YY}}, \quad \nu_v = \frac{\nu_0(1 - \nu_0)^{-1} + p}{1 + p + 2\beta_{ZZ}} \quad (7)$$

where E_0 and ν_0 are the Young's modulus and Poisson ratio of the isotropic matrix, respectively.

Considering one single family of elliptical voids elongated in the Y direction, the p and β_{ij} parameters can easily be calculated as a function of $\alpha = b/a$, the pore aspect ratio: replacing $p = \phi$, $\beta_{YY} = \alpha/\Phi$, and $\beta_{ZZ} = \phi/\alpha$ into Eq. (7), the final expressions for the elastic moduli are obtained. The solid elastic moduli have been calculated by the Voigt–Reuss–Hill average from the mineralogical composition data in Table

1 ($E_0 = 70.5$ GPa, $\nu_0 = 0.09$). We can now compare the prediction of the model to our experimental data on the dry Bentheim sandstone, as the Kachanov model has been developed for dry inclusions. To do so, we need to calculate the P-wave elastic modulus $M = \rho V_p^2 = E(1 - \nu)(1 + \nu)^{-1}(1 - 2\nu)^{-1}$, where ρ is the bulk density, and compare to our velocity data. In Fig. 10, we plotted the prediction of the model for the P-wave modulus anisotropy $\gamma = 2(M_h - M_v)/(M_h + M_v)$ as a function of porosity and pore aspect ratio. Our velocity data for the dry Bentheim sandstone give $\gamma_{\text{exp}} = 22.3\%$ which corresponds according to the Kachanov model to a pore aspect ratio between 0.7 and 0.75. Therefore, the Kachanov model predicts that our data are consistent with a rather low anisotropy in pore shape, which seems to be acceptable for a sandstone in that porosity range. Furthermore, this value is close to the ratio of minimum to maximum formation factor (equal to 0.86) which theoretically should be linked to the pore anisotropy.

4.2. Matrix stiffness anisotropy in the Rothbach sandstone

The same reasoning applied to the Rothbach sandstone leads to a more complicated interpretation. While AMS results (Fig. 8) show clearly a sedimen-

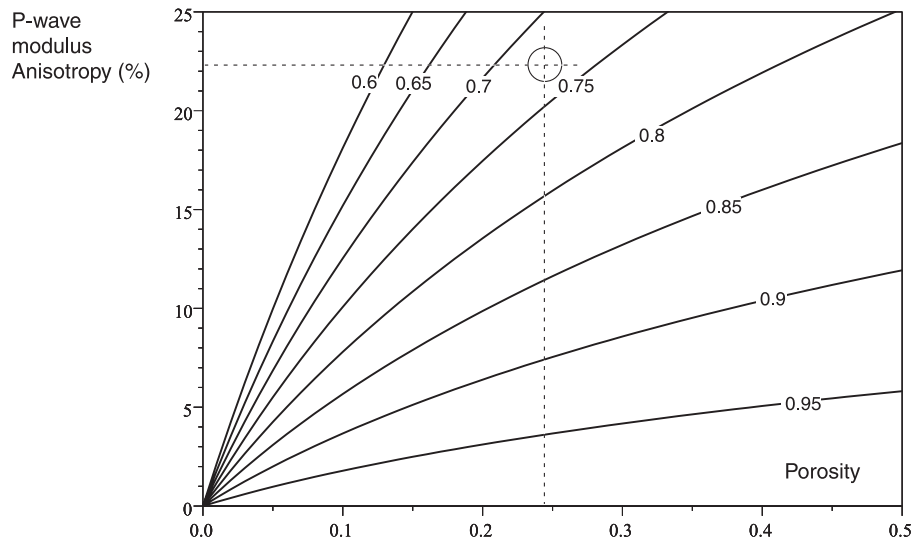


Fig. 10. Variations of the P-wave modulus anisotropy as a function of porosity predicted by the Kachanov (1993) model. The plain curves correspond to different pore aspect ratios. The model predicts a pore aspect ratio between 0.7 and 0.75 for the Bentheim sandstone.

tary fabric, the stereoplot observed from acoustic measurements in dry samples is not easily interpretable as mentioned above, because the acoustic signals were rather weak and their interpretation did not lead to a clear ellipsoidal shape. After saturating the samples with water, a well-defined anisotropy of P-wave velocities was obtained. In addition, we observed that the principal axes rotate slightly to stand in a geometry well related to the bedding with small scattering ellipses, but which does not correspond to a situation of transverse isotropy. The rotation of the axes may indicate that the porosity in the Rothbach sandstone is not equant. However, neither the electrical conductivity data (no formation factor anisotropy) nor the increase in P-wave anisotropy from dry to saturated samples supports this conclusion. For this reason, we do not consider as for the Bentheim sandstone an inclusion model of anisotropic pores. Another explanation can be some specific behaviour of the clays. In his PhD thesis, Mertz (1989) points out that the clays in the Rothbach sandstone are mostly illite, but the presence of other clay minerals is not ruled out, including swelling clays. The variation of the acoustic properties from dry to saturated samples may be associated with the swelling properties of such clays. Swelling processes may lead to anisotropic effects depending on the location and distribution of clays in the rock. However, as we are not experts in clays, we did not check further this hypothesis which might be an interesting one. We will rather favour the hypothesis of some anisotropic property of the matrix. According to the petrophysical data in Table 1, the matrix of the Rothbach sandstone is mainly made of a mixture of quartz, feldspar and clays. To infer some anisotropy among this composition, we have first to focus on a more realistic model that takes into account the mechanical interactions between grains. Dvorkin and Nur (1996) proposed a model in order to compute the elastic parameters of a cemented sphere packing, starting from the number of contacts per sphere (or grain), the stiffness of each grain, the porosity and the cement properties in terms of elastic moduli (K_{cement} , G_{cement}), volumetric fraction and location with respect to the grain contacts. If one considers that the Rothbach sandstone is made of a skeleton of quartz and feldspar, with the clays as the cementing material, it is possible to estimate the bulk elastic properties according to that model. To account

for the anisotropic behaviour found in the Rothbach sandstone, we modified the cemented granular model by assuming that the cement is not homogeneously deposited at the grains contacts. By changing the stiffness of the contacts depending on the direction of investigation, we can introduce into the model an anisotropic elastic behaviour. We have done this for the Rothbach sandstone, computing an elliptic variation for the width of the cement layer. To be consistent with the velocity anisotropy data, we need the largest width for contacts joining two grains which centres are aligned in the vertical direction. Let χ be the ratio of the minimum cement radius to the maximum cement radius at grain contacts. This parameter will be adjusted in order to fit to the shape of our velocity anisotropy. The mean value of the cemented contact width was fixed to 0.6 times the grain radius. Because the original model of Dvorkin does not take into account the effect of water, we tried to come up with a method which allows the application of the model to water-saturated granular media, as we had much better results for the saturated Rothbach sandstone than for the dry one. This was done by increasing step by step the bulk modulus of the quartz–feldspar skeleton. The underlying hypothesis made here is that the porosity is randomly distributed and that the mechanical effect of the water is just to increase the solid bulk modulus in an homogeneous way. Doing so, we clearly focus here on the effect of a non-isotropic cementation on the elastic behaviour. We started with an averaged value of 37.5 GPa for the solid bulk modulus and 38.5 GPa for the solid shear modulus calculated from Table 1. To get a mean P-wave modulus value of 27.5 GPa, representative of our measurements on the water-saturated Rothbach, we need to increase the solid bulk modulus up to 45 GPa. The best fit obtained with the model is shown in Fig. 11: it corresponds to a cement radius ratio $\chi=0.85$, in other words, a variation in the range 0.55–0.65 times the mean grain radius. Therefore, a small anisotropy in cemented contact length is enough to account for our velocity anisotropy data. Interestingly, a clay distribution preferably oriented in the horizontal plane as suggested by the anisotropic cementing bonds model is consistent with the acquisition of a sedimentary fabric revealed by the magnetic susceptibility results (Fig. 8). Unfortunately, the model cannot account for the increase of velocity

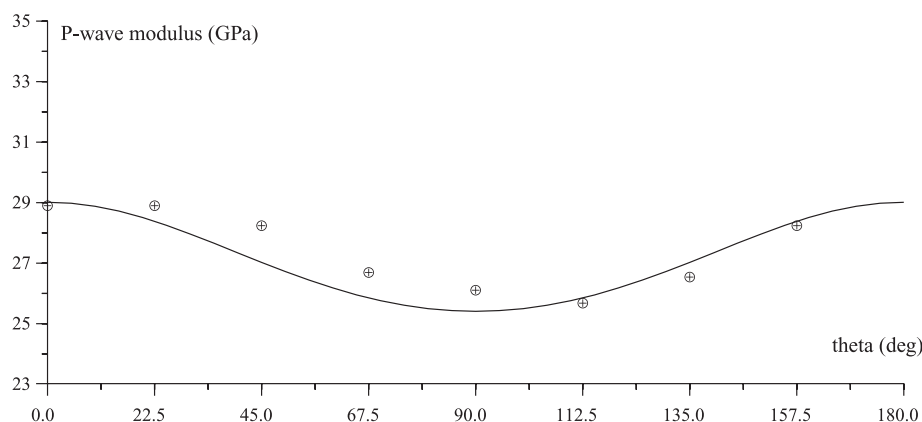


Fig. 11. Variation of the P-wave modulus for the saturated Rothbach sandstone vs. orientation. The solid line shows the prediction of the modified cemented grain scheme of Dvorkin and Nur (1996). The anisotropy is obtained by applying a variable cement distribution. Parameters for the simulation are as follows: number of contacts per grain $C=9$, elastic moduli of the cement $K_{\text{cement}}=25$ GPa and $G_{\text{cement}}=9$ GPa, and cement radius ratio $\chi=0.85$ (see text for details).

anisotropy ratio with water saturation for which we have no satisfying explanation for the moment. The anisotropic behaviour of the Rothbach sandstone has been studied in a previous work by Wong et al. (1997): they found in their mechanical tests under triaxial conditions on samples cored either perpendicular or parallel to the bedding that the static elastic stiffness and the mechanical resistance were systematically higher (by about 10%) in the first case than in the second one. The Rothbach sandstone has thus a strong anisotropy in the mechanical behaviour, which is qualitatively in agreement with the variation of dynamic elastic moduli derived from our P-wave velocity measurements.

5. Conclusion and perspectives

Investigating the overall variations of ultrasonic P-wave velocities, magnetic susceptibility and electrical conductivity in samples of Bentheim and Rothbach sandstones, we observed two unexpectedly different styles of behaviour. We compared the results using both empirical considerations and effective media schemes. Considering the important decrease in elastic anisotropy and the greater electrical conductivity parallel to the bedding, we inferred that the anisotropy observed through velocity measurements in the Bentheim sandstone was dominated by the shape of

the porosity. The Kachanov's model for ellipsoidal inclusions in an isotropic medium predicted a pore shape ratio ranging between 0.7 and 0.75, which we think to be realistic, considering that the electrical conductivities, which are related to the shape of the porosity, presented a minimum to maximum ratio in the same order of magnitude (0.86). The elastic anisotropy of the Rothbach sandstone increased considerably after water saturation: we obtained a very well defined set of principal axes with a maximum velocity in a direction perpendicular to the bedding. On the other hand, the electrical conductivity measurements did not show any significant anisotropy. Therefore, we conclude that the observed rock anisotropy is inconsistent with an anisotropic pore shape and must therefore be controlled by the matrix. Using the granular cemented model of Dvorkin and Nur (1996), we considered the clay as an unevenly distributed cementing grain boundary component so that the contact length presents an angular variability. The model accounted for the observed anisotropy in wet conditions for a ratio of minimum to maximum contact length equal to 0.85, showing that a small anisotropy of the grain contact length can considerably modify the stiffness of a granular rock. Interestingly, this result was confirmed by the AMS measurements since clays are expected to be preferably oriented along the bedding plane during sedimentary compaction. In addition, triaxial loading tests made by

Wong et al. (1997) gave evidence of a stronger mechanical resistance in a direction perpendicular to the bedding.

Finally, the sandstone that seemed to be the most homogeneous (Bentheim) at macroscopic scale presented the most intense anisotropy with respect to the acoustic and electric measurements, while the apparently stratified one (Rothbach) was not transversely isotropic. Although we think we have extracted from each sandstone the first-order contribution to observed anisotropies, some results remain unexplained, in particular the dry P-wave velocities variation in half the wavelength of the expected anisotropy in the Rothbach sandstone (see Fig. 5). The rotation of the principal axes between dry and saturated conditions has also to be understood. A hypothesis to be tested is that these measurements might express a mixed contribution of matrix- and porosity-related anisotropies. Recent work of Tsukrov and Kachanov (2000) provides full relations for an orthotropic matrix containing empty ellipsoidal cavities, which could be the starting point for a new study. In this case, assuming that several contributions are responsible for the observed anisotropy, the traditional techniques of computing directional trends and confidence regions would be of little help. Indeed, such methods impose not only an orthogonal geometry but also the directions of scattering for each axis. New statistical analyses need to be developed in order to deal with combined anisotropies. Finally, it is obviously necessary to complete the present set of measurements with permeability and microstructural studies, and to extend our work on other reservoir rocks, in particular on core samples retrieved from boreholes. This will be investigated in future work.

Nevertheless, our current knowledge of these two sandstones already allows to discriminate the principal feature (i.e. voids or matrix), responsible for their anisotropic behaviour with respect to several physical properties.

This can be of great importance for reservoir characterisation and more generally for the analysis of folded sedimentary structures. Indeed, such studies often take into account only fracture scale features, which do not account for the possible complexity of matrix permeability in reservoir rocks and for internal deformation during diagenetic and tectonic episodes.

Acknowledgements

It is our pleasure to dedicate this work to Prof. H. Kern whose contribution in the field of Rock Physics was constantly stimulating over the last decades. This work was supported by Gaz de France within the frame of a research contract with the University of Cergy-Pontoise. We thank Peter Schuitjens and Christian Lehr (Shell Rijswijk) for providing the block of Bentheim sandstone, and Thierry Reuschlé (Univ. Strasbourg) for providing the block of Rothbach sandstone. Yves Guéguen and Laurence Jouniaux at ENS Paris gave us access to their drilling machine to core our samples. Early acoustic measurements were done at IPG Paris thanks to Maria Zamora. Many thanks to Jean-Marc Siffre (CNRS) who designed the sample assembly for the acoustic measurements and provided technical support for the experimental work. Finally, we thank both reviewers for their constructive comments.

References

- Berryman, J.G., 1995. Mixture theories for rock properties. *Rock Physics and Phase Relations—A Handbook of Physical Constants*. AGU Reference Shelf, vol. 3, pp. 205–228.
- Borradaile, G.J., Henry, B., 1997. Tectonic applications of magnetic susceptibility and its anisotropy. *Earth-Sci. Rev.* 42, 49–93.
- Bourbié, T., Coussy, O., Zinszner, B., 1987. *Acoustic of Porous Media*. Ed. Technip, Paris, 334 pp.
- Cheng, C.H., 1993. Crack models for a transversely isotropic medium. *J. Geophys. Res.* 98 (B1), 675–684.
- Cheng, C.H., Toksoz, M.N., 1979. Inversion of seismic velocities for the pore aspect ratio spectrum of a rock. *J. Geophys. Res.* 84 (B13), 7533–7543.
- Crampin, S., Booth, D.C., 1985. Shear-wave polarization near the North Anatolian fault. Interpretation in terms of crack-induced anisotropy. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 83, 75–92.
- David, C., Datot, M., Jeannette, D., 1993. Pore structures and transport properties of sandstone. *Transp. Porous Media* 11, 161–177.
- David, C., Wong, T.-F., Zhu, W., Zhang, J., 1994. Laboratory measurement of compaction induced permeability change in porous rocks: implication for the generation and maintenance of pore pressure excess in the crust. *PAGEOPH* 143, 425–456.
- Digby, P.J., 1981. The effective elastic moduli of porous granular rocks. *J. Appl. Mech.* 48, 803–808.
- Dvorkin, J., Nur, A., 1996. Elasticity of high porosity sandstones: theory for two North Sea data sets. *Geophysics* 61 (5), 1363–1370.
- Dvorkin, J., Mavko, G., Nur, A., 1991. The effect of cementation on the elastic properties of granular materials. *Mech. Mater.* 12, 207–217.

- Dvorkin, J., Nur, A., Yin, H., 1994. Effective properties of cemented granular materials. *Mech. Mater.* 18, 351–366.
- Eshelby, J.D., 1957. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. R. Soc. A* 241 (1226), 376–396.
- Gueguen, Y., Palciauskas, V.V., 1994. *Introduction to the Physics of Rocks*. Princeton University Press, Princeton.
- Hashin, Z., Shtrickman, S., 1963. A variational approach to the elastic behaviour of multiphase materials. *J. Mech. Phys. Solids* 11, 127–140.
- Hext, G.R., 1963. The estimation of second-order tensors, with related tests and designs. *Biometrika* 50, 353–373.
- Hrouda, F., 1982. Magnetic anisotropy of rocks and its application in geology and geophysics. *Geophys. Surv.* 5, 37–82.
- Hrouda, F., Zdenek, P., Wohlgemuth, J., 1993. Development of magnetic and elastic anisotropies in slates during progressive deformation. *Phys. Earth Planet. Inter.* 77, 251–265.
- Hudson, J.A., 1981. Wave speed and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 64, 133–150.
- Kachanov, M., 1993. Elastic solids with many cracks and related problems. *Advances in Applied Mechanics*, vol. 30. Academic Press, Boston, MA, pp. 259–445.
- Kern, H., 1993. P- and S-wave anisotropy and shear-wave splitting at pressure and temperature in possible mantle rocks and their relation to the rock fabric. *Phys. Earth Planet. Inter.* 78 (3–4), 245–256.
- Kern, H., Liu, B., Popp, T., 1997. Relationship between anisotropy of P- and S-wave velocities and anisotropy of attenuation in serpentinite and amphibolite. *J. Geophys. Res.* 102 (B2), 3051–3065.
- King, M.S., 1965. Wave velocities in rocks as a function of changes in overburden pressure and pore fluid saturants. *Geophysics* 31, 50–73.
- Klein, E., Baud, P., Reuschlé, T., Wong, T.-F., 2001. Mechanical behaviour and failure mode of Bentheim sandstone under triaxial compression. *Phys. Chem. Earth, Part A* 26 (1–2), 21–25.
- Kuster, G.T., Toksoz, M.N., 1974. Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media. *Geophysics* 39, 587–618.
- Lo, T.-W., Coyner, K.B., Toksöz, M.N., 1986. Experimental determination of elastic anisotropy of Berea Sandstone, Chicopee shale, and Chelmsford granite. *Geophysics* 51, 164–171.
- Love, A.E.H., 1927. *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*. Cambridge Univ. Press, New York.
- Mainprice, D., Barruol, G., Ben Ismail, W., 2000. The seismic anisotropy of the earth's mantle: from single crystal to polycrystal. *Geophys. Monogr.* 117, 237–264.
- Mavko, G., Mukerji, T., Godfrey, N., 1995. Predicting stress-induced velocity anisotropy in rocks. *Geophysics* 60 (4), 1081–1087.
- Mertz, J.D., 1989. Rôle des structures de porosité dans des propriétés de transport. Application aux grès du Buntsandstein et du Brent (Alwyn, Mer du Nord). PhD thesis, University of Strasbourg.
- Mindlin, R.D., 1949. Compliance of elastic bodies in contact. *J. Appl. Mech.* 16, 259–268.
- Owens, W.H., 2000. Statistical applications to second-rank tensors in magnetic fabric analysis. *Geophys. J. Int.* 142, 527–538.
- Rathore, J.S., Fjaer, E., Holt, R.M., Renlie, L., 1994. P- and S-wave anisotropy of a synthetic sandstone with controlled crack geometry. *Geophys. Prospect.* 43, 711–728.
- Savin, G.N., 1961. *Stress Concentration Around Holes*. Pergamon, London, 430 pp.
- Tao, G., King, M.S., Nabi-Bidhendi, M., 1995. Ultrasonic wave propagation in dry and brine-saturated sandstones as a function of effective stress: laboratory measurements and modelling. *Geophys. Prospect.* 43, 299–327.
- Tarling, D.H., Hrouda, F., 1993. *The Magnetic Anisotropy of Rocks*. Chapman & Hall, London, 217 pp.
- Tauxe, L., 1998. *Paleomagnetic principles and practice. Modern Approaches in Geophysics*, vol. 17. Kluwer Academic Publishing, Dordrecht, pp. 173–241.
- Thomsen, L., 1986. Weak elastic anisotropy. *Geophysics* 51 (10), 1954–1966.
- Tsukrov, I., Kachanov, M., 2000. Effective moduli of an anisotropic material with elliptical holes of arbitrary orientational distribution. *Int. J. Solids Struct.* 37, 5919–5941.
- Van Baren, J.P., Vos, M.W., Heller, H.J.K., 1990. Selection of outcrop samples. Internal report, Delft University of Technology.
- Vickers, B.L., Thill, R.E., 1969. A new technique for preparing rock spheres. *J. Sci. Instrum.* 2, 901–902.
- Walsh, J.B., 1965. The effect of cracks on the uniaxial elastic compression of rocks. *J. Geophys. Res.* 70 (2), 399–411.
- Walton, K., 1987. The effective elastic moduli of a random packing of sphere. *J. Mech. Phys. Solids* 35, 213–226.
- Wong, T.-F., David, C., Zhu, W., 1997. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones: mechanical deformation. *J. Geophys. Res.* 102, 3009–3025.
- Zhu, W., Wong, T.-F., 1997. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones: permeability evolution. *J. Geophys. Res.* 102, 3027–3041.

B.3. Publication No3

Effects of bedding and foliation on mechanical anisotropy, damage evolution and failure mode

Patrick BAUD, Laurent LOUIS, Christian DAVID, Geoffrey C. Rawling, Teng-Fong WONG

Soumis à Geological Society of London Special Publication on "Fracture Damage and Related Deformation Features"

Effects of bedding and foliation on mechanical anisotropy, damage evolution and failure mode

Patrick Baud

Institut de Physique du Globe (CNRS/ULP), Strasbourg, France

Laurent Louis, Christian David

Université de Cergy Pontoise, UMR CNRS 7072, Cergy-Pontoise, France

Geoffrey C. Rawling

New Mexico Bureau of Geology and Mineral Resources, Socorro, USA

Teng-fong Wong

Department of Geosciences, State University of New York at Stony Brook, USA

Abstract

Whereas rocks are often considered in a first approximation to be isotropic at the macroscopic scale, anisotropy has a significant influence on the physical properties and mechanical behaviour which, if neglected, can lead to misinterpretation of geomechanical data. In this study we review recent advances in our understanding of anisotropy in rocks, focusing on dilatant and compactant failure in sandstones and in a foliated metamorphic rock. In sandstones, the anisotropy can be associated with bedding, as in the Rothbach sandstone, or it can also be due to shape anisotropy of the grains and/or the pores, as in the Bentheim sandstone. Combining acoustic velocity, electrical conductivity, magnetic susceptibility and permeability measurements on dry and/or saturated samples, the interplay between bedding and shape anisotropy can be elucidated, and two scenarios are proposed for the development of anisotropy in the Rothbach and Bentheim sandstones, considered in many respects as two end-members. In a metamorphic rock with strong foliation like the Four-mile gneiss, it has been commonly observed that the brittle strength is minimum at foliation angle of about 30 to 45°, whereas it is maximum in the directions perpendicular and parallel to bedding. To account for this observation, a damage mechanics model is proposed which underscores the dominant role of biotite foliation in the development of microcracking. In contrast it is often observed in sandstones with strong bedding that the strength is maximum in the direction perpendicular to bedding, and minimum in the direction parallel to bedding. New results are shown for the Rothbach sandstone. Whereas microstructural observations do not show significant differences for samples deformed in the two orientations, we observed that, compared to parallel-to-bedding samples, (i) in the brittle faulting regime the perpendicular-to-bedding samples have both a higher strength and dilatancy stress, (ii) in the cataclastic flow regime the compactive yield envelope for the perpendicular-to-bedding samples expands significantly towards higher stress values. Nevertheless our data set can not resolve the question of the evolution of the yield stresses in intermediate orientations out of the bedding plane. Whereas further investigation is still necessary, a major conclusion of the present work is to emphasize that it is desirable to integrate anisotropy in geomechanical studies.

Significant anisotropy in mechanical behavior and failure strength may arise from planar rock fabrics such as bedding in sedimentary rocks, cleavage in slates, and preferred orientation and/or arrangement of minerals and cracks in crystalline igneous and metamorphic rocks. Elastic anisotropy of a rock can be related to its fabric, a seismic manifestation of which is shear-wave splitting (e.g. Barruol & Mainprice 1993). Textural anisotropy can also result in pronounced anisotropy of tensile (e.g. Nova & Zaninetti 1990) and compressive (e.g., Donath 1964; Borg & Handin 1966; Vernik *et al.* 1992a; Shea & Kronenberg 1993) strength, that may be associated with different failure modes and deformation mechanisms, depending on how stress is applied relative to the anisotropy planes. On the borehole scale mechanical anisotropy and anisotropic rock strength can significantly influence the morphology

and interpretation of wellbore breakout as well as inference of *in situ* stress (Vernik *et al.* 1992b).

The orientation dependence of brittle strength in an anisotropic rock such as slate, gneiss, phyllite, schist, amphibolite and shale has been intensively studied. Traditionally the strength anisotropy is analyzed by introducing a “plane of weakness” into the empirical Coulomb criterion (Jaeger & Cook 1979) or modified Griffith criterion (Walsh & Brace 1964). These models are limited in that they are strictly only criteria for the activation of slip on a critically oriented “plane of weakness” or crack and thus cannot predict the ultimate stress for compressive failure of a brittle rock, which is attained after the damage has nucleated, propagated and coalesced to form a macroscopic fault (Paterson 1978).

In this study we review recent advances in our understanding of the anisotropy of dilatant and compactant failure. How are the damage development and brittle faulting controlled by the interplay of textural anisotropy and dilatancy? While damage mechanics models (e.g. Horii & Nemat-Nasser 1986; Kemeny & Cook 1987; Ashby & Sammis 1990) have successfully captured the progressive development of dilatant failure in an isotropic rock, can they be modified to describe anisotropic failure? We first consider the relatively compact Four-mile gneiss. The brittle strength of this foliated rock had been investigated by Gottschalk *et al.* (1990), and with constraints from new data on the onset of dilatancy and micromechanics we extended the damage mechanics model of Ashby & Sammis (1990) to analyze the crack nucleation around a pre-existing weak phase and the influence of the biotite foliation on subsequent damage accumulation.

We next consider related anisotropy issues in sedimentary rocks, in which bedding is pervasive as a primary structure resulting from deposition. To what extent is the phenomenology of brittle failure in an anisotropic sedimentary rock similar to that in a foliated metamorphic rock? In such a porous rock the pore space may dilate or compact in response to an applied deviatoric stress field, and the brittle-ductile transition is sensitively dependent on the interplay of dilatancy and compaction. How does bedding influence the development of compactive yield, and are the effects comparable to those on the development of dilatant failure and brittle faulting? To what extent can bedding anisotropy influence the development of strain localization and failure modes associated with the brittle-ductile transition? We chose the Adamswiller, Rothbach and Bentheim sandstones that had been investigated by David *et al.* (1994), Wong *et al.* (1997) and Louis *et al.* (2003). Pertinent published data and new results from this study are reviewed to address some of these questions.

While bedding represents one type of planar anisotropy, it should be noted that anisotropy may also derive from the preferred alignment of inequant voids in a sedimentary rock. What are the geometric attributes associated with these two types of anisotropy and how are they manifested in the physical properties? We contrast the petrophysical properties of the Rothbach and Bentheim sandstones, which show relatively strong and weak bedding anisotropies, respectively. Measurements of ultrasonic velocity, electrical conductivity, permeability and magnetic susceptibility were conducted on samples cored in three orthogonal directions. In parallel microstructural observations

and X-ray computed tomography (CT) measurements were performed, and a methodology is developed whereby the relative contributions of bedding and pore space anisotropy can be inferred. These petrophysical data provide the context for the subsequent discussion of mechanical anisotropy, damage evolution and failure mode.

In this paper we will adopt the convention that compressive stresses and compactive strains (i.e., shortening and porosity decrease) are positive, and denote the maximum and minimum (compressive) principal stresses by σ_1 and σ_3 , respectively. The pore pressure will be denoted by P_p , and the difference between the confining pressure ($P_c = \sigma_2 = \sigma_3$) and pore pressure will be referred to as the “effective pressure” P_{eff} . The effective mean stress $(\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - P_p$ will be denoted by P and the differential stress $\sigma_1 - \sigma_3$ by Q .

Bedding, foliation and anisotropy of physical properties

Traditionally the bedding and foliation anisotropies are inferred from observations on hand specimens or characterized by microstructural observations. However, recent advances have been made in the use of petrophysical measurements (such as elastic moduli, magnetic susceptibility, electrical conductivity and permeability) for the characterization of anisotropic behavior of rocks in relation to both matrix and pore space. The matrix (or solid phase) of a rock can be anisotropic because of layering or preferred mineral orientation, associated for example with magmatic flow in igneous rocks, water current during deposition in sedimentary rocks, mineral growth or pressure solution in response to an anisotropic stress field. The pore space distribution can be anisotropic because of the sedimentation processes controlled by gravity which often result in transversely isotropic rock formations, depositional processes driven by water currents, and the presence of preferentially oriented cracks within or between the minerals. In the latter case, the cracks appear mainly following non-isotropic stress conditions or in the course of loading/unloading episodes.

The best way to evaluate the anisotropy of any physical property in the laboratory is to work on rock samples with a spherical shape (Vickers & Thill 1969; Hrouda *et al.* 1993) thus avoiding uncertainties due to rock heterogeneity between multiple samples and presenting always the same shape to the measuring apparatus (geometry of contact, constant volume or distance of investigation). However, due to the difficulty of machining spheres, it is generally

easier to work on cylindrical cores. In the latter case, the optimal conditions only occur in the plane perpendicular to the core axis (i.e. across diameters): this makes however the dimension of the problem fall to 2. Despite this limitation, the ease of obtaining such a shape and its relevance with regards to several kinds of measurements (magnetic susceptibility, electrical conductivity, acoustic velocities, permeability) led us to work on cylinders. We drilled in each block three samples in orthogonal directions: one perpendicular to the bedding and two within the bedding plane. As shown in Figure 1, samples are oriented with respect to the block and to the bedding: the X and Y samples have their core axis within the bedding plane whereas the Z sample is perpendicular to it. The size of the drilled cylinders is approximately 22.5 mm long by 25 mm diameter which corresponds to the standard size for magnetic susceptibility studies in the laboratory at Cergy-Pontoise. We present here our results on the Bentheim and the Rothbach sandstones.

Anisotropy of the elastic properties of dry and saturated rock

We measured the time of flight for P-waves traveling across 8 different diameters with an angular offset of 22.5 degrees between each measurement. This was done first on dry samples, then on the same samples saturated with water. Taking into account the error on the travel time readings on the oscilloscope and on sample length, the standard error for the measurements on dry samples is $\pm 0.03 \text{ km.s}^{-1}$, and $\pm 0.02 \text{ km.s}^{-1}$ for the measurements on water saturated samples. For the three orthogonal samples, only 21 measurements out of the total 24 are independent because each sample has two common geographical directions with the others (Figure 1).

We show in Figure 2a the velocity data as a function of azimuth for three orthogonal samples of dry Bentheim sandstone. The modal composition, porosity, and grain size for the Bentheim sandstone are compiled in Table 1. The petrographic analysis does not indicate appreciable bedding anisotropy or planar fabric in this yellowish sandstone (Van Baren 1990; Klein *et al.* 2001), and therefore the appreciable anisotropy of ~10% in P-wave velocity (Figure 2a) was somewhat unexpected. Notice that the low anisotropy for the Z sample tells us that the Bentheim sandstone can be considered as a transverse isotropic rock formation. The measurements conducted on water saturated Bentheim sandstone samples showed appreciable reduction of velocity anisotropy (Figure 2b). Integrating these two sets of data, Louis *et al.* (2003)

attributed the velocity anisotropy to geometric attributes of the pore space which was described by a set of oblate ellipsoids embedded in an elastic matrix. This model as well as pertinent electrical conductivity and permeability data are discussed in the next sections.

We show in Figure 3 the velocity data as a function of azimuth for orthogonal samples of dry and saturated samples of the Rothbach sandstone. The modal composition porosity and grain size of this reddish Triassic sandstone from the Vosges mountains, eastern France are compiled in Table 1. The Rothbach formation was probably deposited in channel conditions as cross laminations of about 1 cm height are observed. Due to these laminations the Rothbach sandstone appears heterogeneous and anisotropic, with a bedding clearly visible in the block. Given the bedding anisotropy of Rothbach sandstone the velocity anisotropy measured in the dry samples (Figure 3a) is somewhat lower than expected. Nevertheless, pronounced anisotropy was observed in the saturated samples for which the acoustic signals were of better quality (Figure 3b). Notice that the velocity data are not fully compatible with transverse isotropy: in fact when looking at the data in detail, a triaxial fabric is found, with the direction of maximum velocity axis oblique with respect to the bedding pole. The increase in velocity anisotropy when saturating the rock samples with water is not supported by a possible pore space anisotropy like in Bentheim sandstone. It was shown that the velocity data for the Rothbach sandstone can be interpreted by a granular model that accounts for anisotropy of cemented contacts associated with bedding (Louis *et al.* 2003). This model as well as pertinent magnetic measurements are discussed in the next sections.

Anisotropy of magnetic susceptibility, permeability and electrical conductivity

In addition to acoustic velocity measurements, we also investigated the anisotropy of magnetic susceptibility (AMS), permeability and electrical conductivity in Bentheim and Rothbach sandstones.

Magnetic susceptibility studies are versatile in that the full tensor can be determined on one single cylindrical sample; they provide a measurement of induced magnetization in all minerals, combining the contribution of diamagnetic, paramagnetic, and ferromagnetic phases. The resultant magnetic tensor at the scale of the sample is thus the sum of individual intrinsic magnetic tensors corresponding to each mineral in the rock. The Bentheim sandstone presents an almost isotropic susceptibility with negative values: this can be explained by the

dominant presence of quartz known as diamagnetic which grains are considered to be isotropic (see Table 1). On the contrary, the AMS tensor obtained for Rothbach sandstone is quite well defined, with a mean susceptibility that is positive paramagnetic. Both clays and oxides (Table 1) can carry such a susceptibility. The three principal susceptibility values are given in Table 2, and we found that the maximum and intermediate axes are almost parallel to the bedding plane. This corresponds to a typical sedimentary fabrics which is developed under sedimentary compaction (Hrouda 1982). It is worth noting that slight obliquity corroborates the presence of cross bedding in the Rothbach sandstone.

The permeability was measured on large water saturated samples (4 cm diameter, 8 cm length) at very low effective pressure (< 2 MPa), using the steady state flow method (Metz 2002). The data show (Table 2) that both sandstones are anisotropic but the magnitude of the variations observed is different. Indeed we found that for the Rothbach sandstone the bedding effect results in a dramatic permeability decrease (from about 140×10^{-15} down to $27 \times 10^{-15} \text{ m}^2$) when comparing fluid flow in a direction parallel to bedding to fluid flow in the direction perpendicular to bedding.

This can be easily understood if one considers the heterogeneity in the rock microstructure for that sandstone. We have done a CT-scan study using a medical scanner to investigate the density distribution in a Rothbach sandstone sample. Figure 4a clearly shows the presence of several narrow dense bands (in dark) alternating with less dense zones (bright), which reveals that the laminations visible at the rock surface correspond to areas where the grain packing has a much higher density, probably associated with a reduction in porosity. This is confirmed in Figure 4b which shows a porosity map obtained from a thin section analysis on a surface of about 60 mm^2 . We built this map by moving step by step a 100×100 pixels size window on the image, characterizing each time the average porosity ϕ in the window. As in Figure 4a, we can see the succession of high porosity zones (white areas, $\phi > 20\%$) followed by low porosity bands (dark grey areas, $\phi < 10\%$). When fluid flows in the direction perpendicular to these bands, it has to go through these compact zones, which results in a low permeability. On the contrary, when fluid flows in a direction parallel to the bands, it can by-pass these regions, and most of the flow will be confined in the high porosity regions, hence an overall larger permeability. This is consistent with our permeability measurements in Rothbach sandstones.

Another important feature of the pore geometry can induce the permeability variations, namely the roughness of the solid-fluid interface. Figure 5a represents a SEM micrograph which shows that clays are present almost everywhere as coating material on the grain surfaces. This results in an enhanced surface roughness. Notice however that the chemical analysis that we did under the SEM tells us that clays are also present as cementing material at the grain contacts: this will have strong consequences on the mechanical behaviour and elastic properties of the Rothbach sandstone as will be discussed later. Another way to image surface roughness is to study the microstructures using the confocal laser scanning microscope (Menéndez *et al.* 2001), a technique which allows for the 3D reconstruction of the rock pore space at the scale of a few grains. This was done from sets of images obtained at various depths on an epoxy injected sample, and one of the reconstructions is shown in Figure 5b. In this figure the pores appear as the opaque phase, whereas the grains are transparent. Due to the submicron resolution, one can nicely see the complex topography of the pore-grain interface associated with the presence of coating clays. It is, however, more difficult to detect clays as cementing material from such images. The consequence is that the large surface roughness will lead to a reduction in permeability, and depending on the spatial distribution of clays in the sandstone, this may also lead to anisotropic transport properties (as well as anisotropic elastic properties and rock strength as will be discussed later). For the Bentheim sandstone, the higher permeability in the bedding plane is consistent with the pore anisotropy as discussed in the next sections because the pore connectivity is enhanced for oblate ellipsoids aligned along the bedding plane.

The formation factor data in Table 2 were derived from our measurements of electrical conductivity on samples saturated successively with brines with increasing salinity (Louis *et al.* 2003). As for the permeability we don't have enough information to define the full tensor. For the Bentheim sandstone, the data are consistent with transverse isotropy: the formation factor is significantly larger in the direction perpendicular to the bedding, which shows that electrical transport is enhanced within the bedding plane. This is in agreement with the pore anisotropy model which will be discussed in the next section. Surprisingly we found no significant anisotropy for the electrical properties of the Rothbach sandstone. Although one can imagine that the clays can have a specific influence on electrical conductivity, we have no definitive explanation for that result which is in

disagreement with our observations on the permeability anisotropy.

Anisotropic inclusion and cemented granular models

In many respects, the Bentheim and Rothbach sandstones represent two end-members. To model the elastic anisotropy of the Bentheim sandstone Louis *et al.* (2003) considered the simple case of elastic anisotropy that arises from non-spherical pores embedded within an isotropic solid phase. The velocity data in Figure 2 indicate that the Bentheim sandstone is more compliant in the Z-direction and stiffer in the (X,Y) plane, which suggests an inclusion model made up of oblate ellipsoids, with their short axis parallel to the Z direction in order to get an overall anisotropic media. Kachanov's (1993) model was used to arrive at expressions for the Young's modulus and the Poisson ratio for a homogeneous solid containing empty cavities of ellipsoidal shape. Without going into the details (see Louis *et al.* 2003), the model predicts the evolution of the P-wave modulus $M = \rho V_p^2$ as a function of the rock porosity and pore aspect ratio. The results are shown in Figure 6 where the elastic modulus anisotropy is plotted as a function of porosity for different values of the pore aspect ratio. Taking into account the measured porosity for the Bentheim sandstone, the model predicts that the pore aspect ratio should range somewhere between 0.7 and 0.75, a moderate value which seems to be a realistic one for a sandstone in that porosity range. On the contrary, the velocity data for the Rothbach sandstone are not supported by pore space anisotropy. For that sandstone, a model was proposed (Louis *et al.*, 2003) in which the anisotropy in elastic properties is associated with the anisotropic distribution of cement at grain contacts, the pores being isotropic in the model. The starting point of the model was the observation that at the microscopic scale, the Rothbach sandstone looks very heterogeneous and anisotropic, with the presence of small dense bands in which clays are concentrated. If we assume that the clays play a major role as cementing material between adjacent grains, the consequence is that statistically there are more cemented bonds in the bedding plane than in directions oblique to that plane. This was conceptualized by adapting the Dvorkin & Nur (1996) model which allows for the calculation of the effective elastic moduli of granular frameworks made of spheres with radius R cemented by a material with known elastic properties. Our input was to consider

that the length of the cemented bonds is not constant, but varies in direction with a maximum value a_{\max} in the bedding plane and a minimum value a_{\min} in the direction perpendicular to the bedding plane. The input parameters of the model (Figure 7a) include the mean grain radius R , the bulk and shear moduli of the grains ($K_{\text{grain}}, G_{\text{grain}}$) and of the cementing material ($K_{\text{cement}}, G_{\text{cement}}$): all these parameters have been derived from the rock composition and microstructural studies (Wong *et al.* 1997). To account for the absolute value of the P-wave velocity and its variation with azimuth, the length of the cemented contacts has to range between 0.55 and 0.65 times the mean grain size, which gives a contact length ratio a_{\min}/a_{\max} equal to 0.85 (Figure 7b). Therefore, we can see that a mild anisotropy in cemented contact length is enough to explain our observation on the P-wave velocity anisotropy in Rothbach sandstone. As the maximum susceptibility axis is oriented in the bedding plane, the cement distribution in the model is also in agreement with the magnetic susceptibility data. Although the model used does not provide any information on the rock strength, one would expect that the cement distribution leads also to a higher strength in the direction perpendicular to bedding.

Anisotropy of dilatancy and brittle strength

We have underscored that anisotropy of physical properties can arise from bedding and foliation in the matrix as well as pore space anisotropy. When such an anisotropic rock is deformed, additional complexity arises from stress-induced anisotropy due to damage evolution and strain localization. While many empirical studies have been conducted on the influence of foliation and bedding on the brittle strength, not much is known on the micromechanics and damage evolution during dilatant failure in an anisotropic rock. Even less is known about mechanisms associated with compaction and strain localization in anisotropic porous rocks. We will first summarize recent research on the development of dilatant failure in a compact foliated rock, and then review what is known about the influence of bedding on the brittle failure of porous sedimentary rocks.

Influence of foliation on development of dilatancy and brittle faulting in the Four-mile gneiss

In metamorphic rocks foliation is pervasive as a secondary structure, that is associated with surfaces defined by discontinuities, preferred orientation of

inequant minerals, or laminar mineral aggregates (Hobbs *et al.* 1976). For several decades numerous studies have been conducted on the brittle strength of such rocks as a function of the angle β that the specimen axis makes with the foliation. The strength anisotropy, often manifested by a minimum in the peak stress at $\beta = 30\text{--}45^\circ$ and maxima at $\beta = 0^\circ$ and 90° (Figure 8a: Donath's 1972 data on phyllite; Figure 8b: Niandou *et al.* 1997 data for shale), has been observed in relatively compact rocks such as slate, phyllite, and schist (Donath 1972; Nasser *et al.* 1997), and gneiss and amphibolite (Vernik *et al.* 1992a), as well as a porous rock such as shale (McLamore & Gray 1967; Niandou *et al.* 1997).

A deeper understanding of the mechanics of brittle failure requires more detailed investigation of the inelastic behavior and microstructural evolution. Rawling *et al.* (2002) conducted such a study on the Four-mile gneiss, and we will review their data that are pertinent to the present discussion. The predominant phyllosilicate is biotite which occurs as isolated grains and defines a strong foliation and a lineation within the foliation (Gottschalk *et al.* 1990). The samples were cored in five orientations within a plane perpendicular to the macroscopic foliation and containing the lineation. The vacuum-dried samples were triaxially compressed at confining pressures ranging from 50 to 300 MPa. Its petrophysical description is given in Table 1.

The samples all failed by the formation of a single through-going fault. After attaining a peak stress, each of the samples underwent an unstable stress drop. Figures 9a and 9b show the critical stress C' for the onset of dilatancy and the peak stress as functions of P_C and β . While the anisotropy in peak stress or C' was relatively small at $P_C = 50$ MPa, it is considerable at $P_C = 300$ MPa. The peak stresses follow the trend with a minimum at $\beta = 30\text{--}45^\circ$ and maxima at $\beta = 0^\circ$ and 90° , typical of texturally anisotropic rocks (Figure 8).

A key finding here is that the onset of dilatancy and peak stresses follow qualitatively similar trends in anisotropy, with concomitant variation of C' and brittle strength as functions of foliation orientation and confining pressure. The foliation exerts significant control over the onset of dilatancy as well as brittle fracture. Even though such a positive correlation between dilatancy and strength anisotropies is implicitly assumed in the interpretation of wellbore breakout and inference of *in situ* stress (Vernik *et al.* 1992b), there had been a paucity of data that provide the mechanical basis for this plausible assumption.

Anisotropic nucleation of wing cracks in a foliated rock

Scanning electron microscope (SEM) observations were conducted on the deformed samples to explore the damage evolution during dilatant failure of this foliated rock. The most significant observation is that microcracks nucleated around biotite grains oriented favorably for frictional slip on cleavage (Figure 10a). Shear deformation in the biotite would cause a stress concentration at the end of the grain, which was relieved by the formation of extensile "wing cracks". Such a scenario would be most favored at $\beta = 30^\circ$ and 45° , resulting in an earlier onset of dilatancy at these orientations. While the foliation provides a plane of weakness for nucleation of these extensile cracks, the ultimate failure develops from the coalescence of a multiplicity of such wing cracks (Figure 10b), in a scenario analogous to that documented for the relatively isotropic Westerly granite (Tapponier & Brace 1976; Wong 1982) and San Marcos gabbro (Wong & Biegel 1985).

In many aspects, this scenario is captured by the "sliding wing crack" model (Horii & Nemat-Nasser 1986; Ashby & Hallam 1986; Kemeny & Cook 1987). If the resolved shear stress on an inclined crack, which may be identified as a cleavage crack in a biotite grain, exceeds the frictional strength, slip occurs and tensile stress concentration develops at the tips of the inclined sliding crack (Figure 11). Extensile wing cracks nucleate and propagate along a direction subparallel to σ_1 . To analyze this first stage of damage development, consider a crack of length $2a$ inclined at an arbitrary angle γ to σ_1 (Figure 11). When frictional slip occurs on this inclined crack, the stress concentrations at its tips may induce "wing cracks" to nucleate at an angle of 70.5° to the sliding crack. As summarized by Rawling *et al.* (2002), conventionally the sliding cracks are assumed to be randomly oriented, and such an "isotropic nucleation model" has its limitations. Because biotite has a relatively low frictional coefficient (Horn & Deere 1962), frictional slip will be activated first in biotite if favorably oriented cleavages are available. However, in the biotite grains the potential sliding surfaces will not be randomly oriented, as assumed in the "isotropic nucleation" model. A majority will have orientations close to $\gamma = \beta$, the macroscopic foliation angle, corresponding to a "plane of weakness" (Jaeger & Cook 1979; Walsh & Brace 1964). Accordingly Rawling *et al.* (2002) derived an "anisotropic nucleation" condition (with γ fixed and equal to β) which predicts that the wing cracks will first nucleate when the principal stresses are related by:

$$\sigma_1 = m\sigma_3 + c \quad (1)$$

$$\text{with } m = \frac{\sin 2\beta + \mu(1 + \cos 2\beta)}{\sin 2\beta - \mu(1 - \cos 2\beta)}, \quad (2a)$$

$$\text{and } c = \frac{\sqrt{3}}{\sin 2\beta - \mu(1 - \cos 2\beta)} \frac{K_{IC}}{\sqrt{\pi a}}. \quad (2b)$$

If we identify the onset of dilatancy with the nucleation of wing cracks, then C' should correspond to the critical stress state given by equation (1). Since the stresses follow linear trends, the slope and intercept can be determined by linear regression. From the slope m , we can use equation (2a) to infer the coefficient μ for frictional sliding on the inclined crack surface. As shown in Figure 12 the μ values so inferred for the anisotropic model are somewhat lower than those calculated from the isotropic model, with smaller scatter. Values inferred for the relatively isotropic Westerly granite and San Marcos gabbro are also shown in Figure 12. For all angles, the inferred values for Four-mile gneiss (with 9% biotite) are lower than that of Westerly granite (with 5% biotite). For the intermediate angles, our inferred μ values are comparable to that of San Marcos gabbro (with 12% biotite) and within the range (0.26-0.31) determined for frictional sliding on cleavage surfaces of biotite (Horn & Deere, 1962). These data indicate that mica content influences the brittle failure process.

Damage mechanics of dilatant failure in foliated rocks

The initial propagation of a wing crack is stable, but the mutual interaction of the stress fields of multiple wing cracks may lead to instability, which corresponds to the onset of shear localization and macroscopic fracture. For this second stage, Ashby & Sammis' (1990) 2-dimensional damage mechanics model was adopted to analyze the influence of mica content and foliation orientation on brittle strength. The key damage parameter in this model is the crack density $D = \pi(\ell + a \cos \gamma)^2 N_A$, where ℓ is the length of the wing crack, and N_A is the number of sliding cracks per unit area initially present. Before wing cracks nucleate, the length $\ell = 0$ and therefore the initial damage is given by $D_o = \pi(a \cos \gamma)^2 N_A$. If one specifies the material parameters D_o , $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ and μ , then the evolution of the principal stress σ_1 as a function of damage D at a fixed confining stress σ_3 can be calculated using the Ashby and Sammis (1990) model. In the brittle regime, the damage accumulation is manifested first by strain hardening

and then by strain softening. The critical stress state at which instability occurs is identified as the peak value at the transition from hardening to softening for each curve. Repeating the calculation for different values of fixed σ_3 allows one to map out the brittle failure envelope in the principal stress space. To a first approximation this failure envelope for the wing crack model (Baud *et al.* 2000a, 2000b) can be described by a linear relation

$$\sigma_1 = A(\mu, D_o) \sigma_3 + B(\mu, D_o) K_{IC} / \sqrt{\pi a} \quad (3)$$

If triaxial compression data for the onset of dilatancy and peak stress follow the linear trends described by equations (1) and (3), then the slopes and intercepts of the two sets of stress data provide four constraints for inferring the three parameters D_o , $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ and μ .

Rawling *et al.* (2002) used the onset of dilatancy data and equation (1) to constrain μ , and the peak stress data and equation (3) to constrain D_o and $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$. Their inferred values of $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ fall in a relatively narrow range (of 80-95 MPa) and do not show any systematic trends with foliation (Figure 13). If we make the plausible assumption (e.g. Fredrich *et al.* 1990) that the sliding crack length $2a$ can be approximated by the average grain size, then the fracture toughness K_{IC} is inferred to range from 4.5 to 5.3 MPa m^{1/2}, comparable to the high end of experimental values for silicate rocks (Atkinson & Meredith, 1987).

While the values of D_o (Figure 13) are comparable to those obtained by Ashby & Sammis (1990) for granite, eclogite, dunite, and gabbro, there is a trend for the initial damage to be higher in the intermediate range of foliation angles, indicating a negative correlation with the peak stress. This implies that the reduction of brittle strength in the intermediate range of foliation angle arises from an enhancement of initial damage as well as reduction of friction coefficient along the mica cleavages. How does foliation influence the damage state? Rawling *et al.* (2002) interpreted the initial damage to be specifically from two contributions: (1) a set of pre-existing microcracks with random orientation, and (2) a set of cleavage cracks in mica grains preferentially oriented along the foliation angle. The minimum D_o values (of 0.08 and 0.09 at $\beta = 0^\circ$ and 90° , respectively) correspond to the first set, with negligible contribution from mica cleavages. The enhanced D_o values for intermediate β angles arise from the additional contributions from the favorably oriented mica cleavages.

Since the damage mechanics model predicts that the brittle strength decreases with increasing initial damage D_o , and if indeed the initial damage D_o includes an important contribution from cleavage cracks in mica grains, then the experimental observation that the strength of a foliated rock decreases with increasing mica content can be explained by a positive correlation between the damage and mica content. To quantify this correlation Rawling *et al.* (2002) analyzed experimental data for the strengths of 8 gneisses as a function of mica content f_m (for $\beta = 45^\circ$ and $P_C = 200$ MPa) from Shea & Kronenberg (1993) and our study (Figure 9). For each gneiss sample, the damage mechanics model (with $\mu = 0.24$ and $K_{IC} / \sqrt{\pi a} = 95$ MPa, values appropriate for Four-mile gneiss with $\beta = 45^\circ$) was used to infer the D_o value that corresponds to the experimentally determined strength for $\sigma_3 = 200$ MPa. Figure 14 shows an approximately linear correlation between the initial damage D_o so inferred and mica content f_m , except for two samples that had anomalously low strengths. Shea & Kronenberg (1993) reported that one of the samples had 3% calcite, which suggests that it may have been altered, perhaps along macroscopic fractures. A linear regression (excluding these two points) gives $D_o = D_o^m f_m + D_o^c$ with $D_o^m = 1.04$ and $D_o^c = 0.06$. In light of the microstructural observations that pre-existing damage is usually associated with cleavage planes in mica acting as sliding cracks, the correlation between D_o and f_m is reasonable. In fact, if one assumes that the damage state in each mica grain in all of the gneisses is about the same, then D_o^m can be interpreted as an “intrinsic” damage parameter that is relatively constant in all of the grains, whereas D_o^c is damage unrelated to mica content, representing a population of randomly oriented cracks in the other minerals or grain boundary cracks. It is of interest to note that this estimate of D_o^c is comparable to the minimum values of D_o (0.08 and 0.09) independently inferred for $\beta = 0^\circ$ and 90° in the Four-mile gneiss (Figure 13), which we have attributed to the same set of pre-existing microcracks with random orientation. Rawling *et al.* (2002) showed that it requires just 1 cleavage crack in every two mica grains to explain the inferred value of $D_o^m = 1.04$.

Influence of bedding on brittle strength of porous sandstones

The Four-mile gneiss corresponds to the end-member of a relatively compact rock, with minimal contribution to mechanical anisotropy from the pre-existing porosity. It has an interconnected porosity of 0.5 to 0.9%, and crack porosity of 0.2 to 0.3% which is expected to be closed under elevated pressures (Rawling *et al.* 2002). The damage mechanics model underscores the dominant role of biotite foliation (in the solid matrix) in the nucleation, propagation and coalescence of microcracking during dilatant failure.

In contrast, if a significant portion of the pore space remains open then damage evolution may be fundamentally different from that of the relatively compact gneiss. Indeed data for porous sandstones show that the anisotropy in brittle strength and dilatancy follow trends quite different from those in Figure 8 or 9, and three distinct features can be noted. First, the brittle strength for samples cored perpendicular to bedding is systematically higher than those cored parallel to bedding. Our data for Rothbach sandstone at effective pressures up to 20 MPa are shown in Figure 15. As discussed earlier the anisotropy of physical properties in this rock is primarily due to bedding. Millien's (1993) data for Adamswiller sandstone at confining pressures up to 50 MPa are also plotted. Like the Rothbach sandstone this sandstone is from the Vosges region, with bedding anisotropy due to the directional arrangement of the mica minerals. Its P-wave velocity parallel to bedding is 15% higher than that perpendicular (Gatelier *et al.* 2002), and petrophysical description is given in Table 1. For these two Vosges sandstones, appreciable anisotropy in the brittle strength was observed in the pressure ranges investigated. At effective pressures up to 5 MPa the reduction of the strength for samples parallel to bedding was up to 30%, but seems to stabilize around 7% for the higher pressures. That the anisotropy effect of bedding decreases with increasing effective pressure is in contrast to the strength anisotropy in a foliated rock which tends to increase with increasing pressure (Figure 8a and 9).

Second, the brittle strength of a porous sandstone as a function of bedding angle seems not to follow the general trend (with a minimum at intermediate angles $\beta = 30-45^\circ$) illustrated in Figure 8. Because a pronounced minimum of brittle strength is commonly observed at intermediate bedding angles in shale (Figure 8b), there is sometimes the misconception that such a trend universally applies to all porous sedimentary rocks. It was probably Dunn *et al.* (1973) who first pointed out that the strength anisotropy in porous sandstone seems not to follow this trend. Petrophysical descriptions of their samples

are compiled in Table 1, and selected data are plotted in Figure 16a. Since their sandstone samples were quite heterogeneous and had significant porosity variation, Dunn *et al.* (1973) were not able to draw a definitive conclusion. In contrast, since the porosity variation (22.15-23.60%) was very small in Millien's (1993) samples, she was able to observe a consistent trend in strength anisotropy at each confining pressure investigated, with a gradual decrease from a maximum for σ_1 normal to bedding to a minimum for σ_1 parallel to bedding (Figure 16b). Similar data were recently presented by Gatelier *et al.* (2002), who also show that the gradual change in brittle strength correlates with concomitant change in the dilatancy stress (Figure 16b). Unlike the foliated rocks or shale, in the porous sandstone neither the onset of dilatancy nor the peak stress dip to a minimum at intermediate bedding angles.

Third, even though the dilatancy and peak stresses depend on the bedding angle, the failure mode and fault angle θ (between the macroscopic shear fracture and σ_1) seem to be the same for samples at different orientations. For Rothbach sandstone we did not discern any systematic difference in fault angles for samples parallel and perpendicular to bedding. Millien (1993) measured the fault angles of her Adamswiller sandstone samples, and the data for θ at confining pressures of 5 MPa and 25 MPa are shown in Figure 16c. A single shear band was observed in each of the samples deformed at 5 MPa with an average fault angle of 25° , whereas conjugate shear bands were observed at 25 MPa with an average angle of 35° . At each pressure the fault angle θ did not show any systematic variation with bedding angle β .

Given the notable differences discussed above, one would consider it unlikely that a micromechanical model developed for foliated rocks can apply to a porous sandstone. Because there is a paucity of mechanical and microstructural data for the latter, it may be premature at this point to develop a detailed model in the absence of better mechanical constraints. It is also necessary to have better understanding of the micromechanics of failure in anisotropic sandstones, as well as other porous sedimentary rocks. Recent microstructural studies (e.g. Menéndez *et al.* 1996; El Bied *et al.* 2002; Mair *et al.* 2002; Bésuelle *et al.* 2003) have focused on sandstone samples cored perpendicular to the bedding. The microstructural observations of deformed samples show that dilatancy and brittle faulting arise from the interplay of breakage of lithified grain contacts, relative grain movement, as well as Hertzian fractures emanating from grain

contacts (Figure 17). A realistic model should capture these key micromechanical processes. Since the failure mode and fault angle do not systematically change with bedding angle (Figure 16c), these processes probably operate in a qualitatively similar manner for different orientations, and the rather subtle changes in critical stresses (Figure 16b) may arise from the anisotropy in grain contact geometry and strength discussed earlier (Figure 7a).

Bedding anisotropy and the brittle-ductile transition in porous sandstones

At elevated pressures a porous sandstone undergoes compactant failure, that may be localized or delocalized. Here we present new mechanical data and microstructural observations on Rothbach sandstone samples that had been cored parallel and perpendicular to bedding. The experimental methodology was identical to that of Wong *et al.* (1997) and Bésuelle *et al.* (2003), and the new data will be compared with these previous studies so as to provide insights into the effect of bedding anisotropy on shear-enhanced compaction, failure mode and strain localization.

Shear-enhanced compaction and anisotropic yield caps

Figures 18a and 18b present the differential stress as function of axial strain for Rothbach sandstone samples cored parallel and perpendicular to bedding, respectively. The samples saturated with distilled water were deformed at confining pressure of 140 MPa and pore pressure of 10 MPa. While an overall trend of strain hardening was shown in either sample, the stress level attained in the perpendicular-to-bedding sample was appreciably higher.

To underscore the compactive failure behavior, we plot in Figures 19a and 19b the effective mean stress as a function of porosity change in these two experiments. In a conventional triaxial compression experiment the nonhydrostatic and hydrostatic loadings are coupled, and if the axial stress increases by an increment $\Delta\sigma_1$ while the confining and pore pressures are maintained constant, then the effective mean stress P and different stress Q would increase by the amounts $\Delta\sigma_1/3$ and $\Delta\sigma_1$, respectively. If porosity change is solely controlled by the hydrostatic stresses and independent of the differential stress (which is valid in a poroelastic material), then the triaxial data (solid curves) in Figure 19 should coincide with the hydrostat (dashed curves). Any deviation from the hydrostat would imply that the porosity change in a triaxial

compression experiment depends on not only the effective mean stress, but also the deviatoric stresses. It is noted in Figures 19a and 19b that the triaxial curve coincided with the hydrostat up to the critical stress state C^* , beyond which there was an accelerated decrease in porosity in comparison to the hydrostat. At stress levels beyond C^* the deviatoric stress field provided significant contribution to the compactive strain, and this phenomenon of “shear-enhanced compaction” (Wong *et al.*, 1997) is attributed to the inception of grain crushing and pore collapse in the sandstone (Menéndez *et al.* 1996).

Table 3 compiles data of the compactive yield stress C^* for the onset of shear-enhanced compaction in Rothbach sandstone for the two orthogonal orientations, including data of Wong *et al.* (1997) and Bésuelle *et al.* (2003). Our new C^* data for parallel-to-bedding samples are in good agreement with the preliminary data of Wong *et al.* (1997). There is considerable scatter among the data for perpendicular-to-bedding samples: while our new data seem to be in better agreement with those of Wong *et al.* (1997), the C^* data of Bésuelle *et al.* (2003) tend to be somewhat lower. This apparent discrepancy may arise because the yield stress for $\beta=90^\circ$ is sensitive to slight deviation in orientation, and as shown by the CT images in Figure 4 here and Figures 3 and 5 of Bésuelle *et al.* (2003) it is quite difficult to obtain cores that are exactly perpendicular to bedding.

Notwithstanding the data scatter, there is an overall trend for the compactive yield stress to be higher for perpendicular-to-bedding samples, as illustrated in Figure 20. Wong *et al.* (1997) have shown that the yield stresses for the onset of shear-enhanced compaction in porous sandstones can be described by an elliptical cap

$$\frac{(P/P^* - \xi)^2}{(1 - \xi)^2} + \frac{(Q/P^*)^2}{\delta^2} = 1 \quad (4)$$

with P^* denoting the critical effective pressure for inelastic yield under hydrostatic loading. Our data can be fitted such two elliptical caps, with $\xi=0.53$, $\delta=0.46$, and $P^*=215$ MPa parallel to bedding and $\xi=0.55$, $\delta=0.58$, and $P^*=240$ MPa perpendicular to bedding. The anisotropy in compactive yield is manifested by differences in three parameters δ , ξ and P^* .

Our sandstone data demonstrate that the effect of bedding on compactive yield is similar to that on dilatancy and brittle strength, in that the critical stresses for the onset of shear-enhanced compaction and dilatancy, as well as the peak stresses for brittle faulting are consistently higher for perpendicular-to-bedding samples than corresponding stresses for

parallel-to-bedding samples. These features should be accounted for in analyzing the deformation and failure in porous sandstone formations. An intriguing question that is unresolved is whether the orientation dependence of the compactive yield stress C^* follows the same trend as that for the brittle strength, with a gradual decrease from a maximum for $\beta=90^\circ$ to a minimum for $\beta=0^\circ$ (Figure 16b). It is desirable to conduct a future study to clarify this important question.

Acoustic emission activity and compaction localization

Optical microscopy observations were conducted to characterize the spatial distribution of cracking and damage localization in the failed samples. In selected samples the spatial distribution of damage was quantified following the methodology of Wu *et al.* (2000) and Bésuelle *et al.* (2003). The area centrally located in a petrographic thin section was divided into 10×29 subregions, each of which has an area of 1.63×1.22 mm². For each subregion the reflected images were acquired at a magnification of 100x, and we counted the number of crack intersections with a test array of 5 parallel lines (spaced at 0.33 mm or 0.24 mm apart) in two orthogonal directions parallel and perpendicular to σ_1 , respectively. If we denote the linear intercept density (number of crack intersections per unit length) for the array oriented parallel to σ_1 by P_L^\parallel , and that for the perpendicular array by P_L^\perp , then 290 pairs of stereological parameters were determined that map out the spatial evolution of damage and stress-induced anisotropy.

The spatial distribution of damage in a triaxially compressed sample cored perpendicular to bedding is expected to be axisymmetric. From geometric probability it can be shown (Underwood 1970) that the crack surface area per unit volume (S_V) is given by

$$S_V = \frac{\pi}{2} P_L^\perp + \frac{\pi}{2} P_L^\parallel \quad (5a)$$

and the anisotropy of crack distribution is characterized by the parameter

$$\Omega_{23} = \frac{P_L^\perp - P_L^\parallel}{P_L^\perp + (4/\pi - 1)P_L^\parallel} \quad (5b)$$

that represents the ratio between the surface area of cracks parallel to σ_1 and the total crack surface area.

For a triaxially compressed sample cored parallel to bedding, to the extent that the damage can be approximated as a system of surfaces with a

preferred planar orientation, then the crack surface area per unit volume is given by (Underwood 1970)

$$S_V = P_L^\perp + P_L^\parallel \quad (6a)$$

and the anisotropy of crack distribution is characterized by

$$\Omega_{23} = \frac{P_L^\perp - P_L^\parallel}{P_L^\perp + P_L^\parallel} \quad (6b)$$

Figures 21 and 22 contrast the spatial distribution of damage (in terms of the specific crack surface area S_V) in the two oriented samples deformed at effective pressure of 130 MPa (Figures 18 and 19). Baud *et al.* (2003) recently established a number of connections between failure mode and acoustic emission (AE) activity. The AE rates measured in these experiments are also shown in Figures 18a and 18b. The stereological data in Figure 21 were previously presented by Bésuelle *et al.* (2003), who emphasized the development of several elongate bands with intense damage that are subparallel to bedding and cut through the sample. Such a localized structure that is subperpendicular to σ_1 represents a “compaction band” (Olsson, 1999; Issen & Rudnicki, 2000). Baud *et al.* (2003) recently distinguished between compaction bands that extend laterally over only a few (say ≤ 3) grains and ones that extend laterally over many grains. The former category has been documented in the Bentheim sandstone (Wong *et al.* 2001) and is referred to as “discrete” compaction band, and the latter category (Figure 21) is referred to as “diffuse” compaction band. The development of these diffuse compaction bands was associated with several distinct surges in AE activity (Figure 18a). In Rothbach sandstone the bedding anisotropy is manifested by alternating layers of relatively compact and porous materials (Figure 4), and it is likely that damage first initiated near an interface and then propagate laterally to form a relatively diffuse compaction band between beddings.

In the parallel-to-bedding sample, relatively short segments of elongate damage subperpendicular to σ_1 were observed. The overall damage was distributed more homogeneously in that although elongate clusters had developed, they did not propagate all the way across the sample, possibly because the bedding planes inhibited their continuous growth (Figure 22). The AE activity did not show any discrete surges (Figure 18b), indicating that the diffuse mosaic of compaction localization developed from progressive accumulation of damage in the form of intense grain crushing. In contrast, little damage was observed outside the localized structures (Figure 22). Overall the specific crack surface area S_V in the

parallel-to-bedding sample seems to be higher and the anisotropy factor Ω_{23} lower than those in their counterparts in the perpendicular-to-bedding sample. However, since several assumptions on damage anisotropy was made in deriving the stereological relations (5) and (6), we are inclined not to push such a quantitative comparison further in the absence of more comprehensive data.

At lower effective pressures strain localization developed by conjugate shear bands at high angles. In this study we observed conjugate shear bands at high angles for both orientations in samples deformed at effective pressures between 55 MPa and 90 MPa. The compaction localization mode and damage distribution are qualitative similar for both orientations, indicating that the bedding orientation seems not to have a major influence on the failure mode. Since this failure mode for the perpendicular-to-bedding samples was described by Bésuelle *et al.* (in their Figures 9 and 10), we will not repeat the details here. The stress-strain curves and AE activity of these samples are shown in Figure 23. For each of the perpendicular-to-bedding samples, the initial surge of AE rate seems to be more pronounced than that for a parallel-to-bedding sample.

Summary and Conclusion

Bedding in sedimentary rock and foliation in metamorphic rock can readily be resolved by detailed field and microstructural observations. Both are expected to result in appreciable anisotropy in various petrophysical properties. However it should be emphasized that in a rock with almost negligible bedding or foliation other mechanisms exist that may induce significant anisotropy. Synthesizing experimental data on the variations of ultrasonic P-wave velocities, magnetic susceptibility, permeability and electrical conductivity in dry and/or saturated samples of Bentheim and Rothbach sandstones, we contrast the interplay of bedding and pore shape and underscore two different scenarios for the development of anisotropy in a porous sandstone. Notwithstanding the absence of appreciable bedding in the Bentheim sandstone, enhancement of electrical conductivity and permeability were observed in the parallel-to-bedding samples. The inference is that the significant anisotropy arises from the inequant shape of the porosity. In contrast insignificant anisotropy in electrical conductivity but large anisotropy in permeability were observed in the Rothbach sandstone; in addition the elastic anisotropy was surprisingly smaller although the bedding is quite evident at visual inspection of the samples. Strong anisotropy in magnetic susceptibility indicates that it

is controlled by the matrix, with clay and oxide grains preferentially aligned along the beddings. Two different microstructural models were employed to quantify these two anisotropy scenarios.

In a metamorphic rock with strong foliation it is generally observed that significant anisotropy in the brittle strength is manifested by a minimum in the peak stress at foliation angles $\beta = 30\text{--}45^\circ$ and maxima at $\beta = 0^\circ$ and 90° . Recent measurements on the Four-mile gneiss demonstrate that the critical stress C' at the onset of dilatancy follow a similar anisotropy trend. Microstructural observations reveal the dominant role of biotite foliation in the nucleation, propagation and coalescence of microcracking during dilatant failure. The wing crack model originally developed for isotropic material can be modified to account for the anisotropic behaviors. The anisotropic nucleation and damage mechanics model captures the micromechanics of brittle failure and explains the effect of mica content on the brittle strength of foliated rocks.

Because a pronounced minimum of brittle strength is commonly observed at intermediate bedding angles in shale (Figure 8b), there is sometimes the misconception that such a trend universally applies to all porous sedimentary rocks. Our synthesis of data for two porous sandstones shows that neither the onset of dilatancy nor the peak stress dip to a minimum at intermediate bedding angles. Instead a maximum and minimum in the brittle strength (and C') were observed in the perpendicular- and parallel-to-bedding samples, respectively. In the intermediate angles the brittle strength increases progressively from the minimum at $\beta = 0^\circ$ to the maximum at 90° , with concomitant change in C' . Even though these critical stresses are sensitive to the bedding angle, the failure mode and fault angle seem to be the same for samples at different orientations.

New data on the compactive yield stress C^* (associated with the onset of shear-enhanced compaction) of the Rothbach sandstone show that it is consistently higher for perpendicular-to-bedding samples than for parallel-to-bedding samples. Microstructural observations indicate that overall the modes of failure and compaction localization are similar for the two orientations, with subtle differences that cannot be elucidated without more detailed investigation. An intriguing question that is also unresolved is whether the orientation dependence of C^* follows the same trend as that for the brittle strength, with a gradual decrease from a maximum for $\beta=90^\circ$ to a minimum for $\beta=0^\circ$.

Acknowledgments. We thank Pierre Bésuelle for drawing our attention to the comprehensive data on Adamswiller sandstone presented in Anne Millien's thesis. We have also benefited from discussions with him, Yves Guéguen, Beatriz Menéndez, Veronika Vajdova. The permeability data were obtained by Virginie Metz in her first-year graduate study at the University of Cergy-Pontoise. Within the frame of a collaborative research with the University of Oviedo (French-Spanish program PICASSO), we conducted the X-ray analysis of the rock samples at the hospital in Mieres thanks to Angel Rodríguez Rey, Vicente Ruiz de Argandoña and Carmen Celorio, and the confocal microscopy study with the help of Angel Martínez Nistal. The research at Stony Brook was partially supported by the Office of Basic Energy Sciences, Department of Energy under grant DE-FG02-99ER14996 and National Science Foundation under grant INT9815570. The research at Cergy-Pontoise was partially funded by a research grant from Gaz de France.

References

- Ashby, M. F. & Hallam, S. D. 1986. The failure of brittle solids containing small cracks under compressive stress states. *Acta Metall.* **34**, 497-510.
- Ashby, M. F. & Sammis, C. G. 1990. The damage mechanics of brittle solids in compression. *Pure and Appl. Geophys.* **133**, 489-521.
- Atkinson, B. K. & Meredith, P. G. 1987. Experimental fracture mechanics data for rocks and minerals. in *Fracture Mechanics of Rock*, edited by B. K. Atkinson, pp. 477-525, Academic, San Diego, Calif.
- Barruol, G. & Mainprice, D. 1993. A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear-wave splitting of teleseismic SKS waves. *Phys. Earth. Planet. Int.* **78**, 281-300.
- Baud, P., Klein, E. & Wong, T.-f. 2003. Compaction localization in porous sandstones: Spatial evolution of damage and acoustic emission activity. *J. Struct. Geol.*, submitted.
- Baud, P., Schubnel, A. & Wong, T.-f. 2000a. Dilatancy, compaction and failure mode in Solnhofen limestone. *J. Geophys. Res.* **195**, 19289-19303.
- Baud, P., Zhu, W. & Wong, T.-f. 2000b. Failure mode and weakening effect of water on sandstone. *J. Geophys. Res.* **105**, 16371-16390.
- Bésuelle, P., Baud, P. & Wong, T.-f. 2003. Failure mode and spatial distribution of damage in Rothbach sandstone in the brittle-ductile transition. *Pure Appl. Geophys.* **160**, 851-868.
- Borg, I. & Handin, J. 1966. Experimental deformation of crystalline rocks. *Tectonophysics* **3**, 249-368.
- David, C., Wong, T.-f., Zhu, W. & Zhang, J. 1994. Laboratory measurement of compaction-induced permeability change in porous rock: implications for the generation and maintenance of pore pressure excess in the crust. *Pure Appl. Geophys.* **143**, 425-456.
- Donath, F. A. 1964. Strength variation and deformational behaviour in anisotropic rock. In: *State of Stress in the Earth's Crust* (edited by Judd, W. R.). New York: American Elsevier 1964, pp. 281-297.
- Donath, F. A. 1972. Effects of cohesion and granularity on deformational behaviour of anisotropic rock. In: *Studies in Mineralogy and Precambrian Geology*. Doe, B.R., Smith, D.K. (eds.) (edited by 43). Geol. Soc. Am. Memoir 135, 1972b, pp. 95-128.
- Dunn, D. E., LaFountain, L. J. & Jackson, R. E. 1973. Porosity dependence and mechanism of brittle fracture in sandstones. *J. Geophys. Res.* **78**, 2403-2417.
- Dvorkin, J., Nur, A., 1996. Elasticity of high porosity sandstones: Theory for two North Sea data sets. *Geophysics* **61**(5), 1363-1370.
- El Bied, A., Sulem, J. & Martineau, F. 2002. Microstructure of shear zones in Fontainebleau sandstone. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **39**, 917-932.
- Fredrich, J. T., Evans, B. & Wong T.-f. 1990. Effect of grain size on brittle and semi-brittle strength: Implications for micromechanical modelling of failure in compression. *J. Geophys. Res.* **95**, 10,729-11,358.
- Gatellier, N., Pellet, F. & Loret, B. 2002. Mechanical damage of an anisotropic porous rock in cyclic triaxial tests. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **39**, 335-354.
- Gottschalk, R. R., Kronenberg, A. K., Russell, J. E. & Handin, J. 1990. Mechanical anisotropy of gneiss: Failure criterion and textural sources of directional behavior. *J. Geophys. Res.* **95**, 21613-21634.
- Hobbs, B. E., Means, W. D. & Williams, P. F. 1976. *An Outline of Structural Geology*. Wiley, New York.
- Horii, H. & Nemat-Nasser, S. 1986. Brittle failure in compression: splitting, faulting and brittle-ductile transition. *Phil. Trans. Royal Soc. London* **319**, 337-374.
- Horn, H. M. & Deere D. U. 1962. Frictional characteristics of minerals. *Geotechnique* **12**, 319-335.
- Hrouda, F. 1982. Magnetic anisotropy of rocks and its application in geology and geophysics. *Geophysical Surveys* **5**, 37-82.
- Hrouda, F., Zdenek, P. & Wohlgemuth, J. 1993. Development of magnetic and elastic anisotropies in slates during progressive deformation. *Phys. Earth Planet. Inter.* **77**, 251-265.
- Issen, K. A. & Rudnicki, J. W. 2000. Conditions for compaction bands in porous rock. *J. Geophys. Res.* **105**, 21529-21536.
- Jaeger, J. C. & Cook, N. G. W. 1979. *Fundamentals of Rock Mechanics*, 3rd ed. Chapman and Hall.
- Kachanov, M., 1993. Elastic solids with many cracks and related problems. *Advances in Applied Geophysics*, **30**. Academic Press, 259-445.
- Kemeny, J. M. & Cook, N. G. W. 1987. Crack models for the failure of rocks in compression. *Proc. International Conference on Constitutive Laws for Engineering Materials* **2**, 879-887.

- Klein, E., Baud, P., Reuschlé, T. & Wong, T.-f. 2001. Mechanical behaviour and failure mode of Bentheim sandstone under triaxial compression. *Phys. Chem. Earth (A)* **26**(1-2), 21-25.
- Louis, L., David, C. & Robion, P. 2003. Comparison of the anisotropic behaviour of undeformed sandstones under dry and saturated conditions. *Tectonophysics* (in press).
- Mair, K., Elphick, S. C. & Main, I. G. 2002. Influence of confining pressure on the mechanical and structural evolution of laboratory deformation band. *Geophys. Res. Lett.* **29**(10), 10.1029/2001GL013964.
- McLamore, R. & Gray, K. E. 1967. The mechanical behaviour of anisotropic sedimentary rocks. *J. Engineering for Industry (Trans. Am. Soc. Mech. Eng. Ser. B)* **89**, 62-73.
- Menéndez, B., Zhu, W. & Wong, T.-f. 1996. Micromechanics of brittle faulting and cataclastic flow in Berea sandstone. *J. Struct. Geol.* **18**, 1-16.
- Menéndez, B., David C. & Martínez Nistal A. 2001. Confocal scanning laser microscopy applied to the study of void networks in cracked granite samples and in cemented sandstones. *Computer & Geosciences* **27**, 1101-1109.
- Metz, V. 2002. Perméabilité et déformation de roches granulaires, *rapport de DEA - Master degree report*, pp 36, Université de Cergy-Pontoise.
- Millien, A. 1993. Comportement anisotrope du grès des Vosges: élasto-plasticité, localisation, rupture (in French). Thèse de Doctorat en Sciences, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Nasser, M. H., Rao, K. S. & Ramamurthy, T. 1997. Failure mechanism in schistose rocks. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **34**(3-4, Paper No. 219).
- Niandou, H., Shao, J. F., Henry, J. P. & Fourmaintraux, D. 1997. Laboratory investigation of the mechanical behaviour of Tournemire shale. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **34**, 3-16.
- Nova, R. & Zaninetti, A. 1990. An investigation into the tensile behavior of a schistose rock. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **27**, 231-242.
- Olsson, W. A. 1999. Theoretical and experimental investigation of compaction bands in porous rock. *J. Geophys. Res.* **104**, 7219-7228.
- Paterson, M. S. 1978. *Experimental Rock Deformation - The Brittle Field*. Springer-Verlag, New York.
- Rawling, G. C., Baud, P. & Wong, T.-f. 2002. Dilatancy, brittle strength and anisotropy of foliated rocks: Experimental deformation and micromechanical modeling. *J. Geophys. Res.* **107**(B10), 2234, doi:10.1029/2001JB000472.
- Shea, W. T. & Kronenberg, A. K. 1993. Strength and anisotropy of foliated rocks with varied mica contents. *J. Struct. Geol.* **15**, 1097-1121.
- Tapponier, P. & Brace, W. F. 1976. Development of stress-induced microcracks in Westerly granite. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **13**, 103-112.
- Underwood, E. E. 1970. *Quantitative Stereology*. Addison Wesley, Reading.
- Van Baren, J.P., Vos, M.W., Heller, H.J.K., 1990. Selection of outcrop samples, Delft University of Technology, internal report.
- Vernik, L., Lockner, D. & Zoback, M. D. 1992a. Anisotropic strength of some typical metamorphic rocks from the KTB pilot hole, Germany. *Sci. Drill.* **3**, 153-160.
- Vernik, L., Zoback, M. D. & Brudy, M. 1992b. Methodology and application of the wellbore breakout analysis in estimating the maximum horizontal stress magnitude in the KTB pilot hole. *Sci. Drill.* **3**, 161-169.
- Vickers, B.L. & Thill, R.E., 1969. A new technique for preparing rock spheres. *J. Sci. Instrum.* **2**, 901-902.
- Walsh, J. B. & Brace, W. F. 1964. A fracture criterion for brittle anisotropic rock. *J. Geophys. Res.* **69**, 3449-3456.
- Wong, T.-f. 1982. Micromechanics of faulting in Westerly granite. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **19**, 49-64.
- Wong, T.-f. & Biegel, R. 1985. Effects of pressure on the micromechanics of faulting in San Marcos gabbro. *J. Struct. Geol.* **7**, 737-749.
- Wong, T.-f., David, C. & Zhu, W. 1997. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones: Mechanical deformation. *J. Geophys. Res.* **102**, 3009-3025.
- Wong, T.-f., Baud, P. & Klein, E. 2001. Localized failure modes in a compactant porous rock. *Geophys. Res. Lett.* **28**, 2521-2524.
- Wu, X. Y., Baud, P. & Wong, T.-f. 2000. Micromechanics of compressive failure and spatial evolution of anisotropic damage in Darley Dale sandstone. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **37**, 143-160.

Table 1. Petrophysical description of the anisotropic rocks.

Rock	Porosity (%)	Equivalent grain radius (mm)	Modal analysis	Reference
Bentheim sandstone	24.50 ± 0.18	0.1-0.3	quartz 95%, kaolinite 3%, feldspar 2%	Louis <i>et al.</i> (2003)
Rothbach sandstone	21.70 ± 0.83	0.23	quartz 68%, feldspar 16%, oxides and micas 3%, clays (mostly illite) ~12%	Louis <i>et al.</i> (2003)
Four-mile gneiss	0.5-0.9	0.025-0.8 (quartz) 0.005-0.55 (microcline)	quartz 29.0%, plagioclase 46.1%, microcline 14.8%, biotite 9.0%, muscovite ~1.0%	Gottschalk <i>et al.</i> (1990), Rawling <i>et al.</i> (2002)
Adamswiller sandstone	22.15-23.60	0.05	quartz 44%, K feldspar 38%, mica 12%, chlorite 6%	Millien (1993), Gatelier <i>et al.</i> (2002)
Navajo sandstone	23.7-24.2	0.04-0.08	quartz 65-71%, poly. quartz 5-8%, feldspar 1%	Dunn <i>et al.</i> (1973)
Kayenta sandstone	15.9-16.7	0.05-0.14	quartz 71-77%, poly. quartz 5-7%, feldspar 1-2%, calcite 1%	Dunn <i>et al.</i> (1973)
Cutler sandstone	9.2-15.4	0.03-0.06	quartz 55-61%, calcite 22-28%, poly. quartz 3-5%, feldspar 1-3%, micas 2%	Dunn <i>et al.</i> (1973)
Navajo sandstone	4.6-5.6	0.05-0.09	quartz 66-72%, calcite 19-24%, poly. quartz 2-4%, feldspar 1-3%	Dunn <i>et al.</i> (1973)

Table 2. Anisotropy of magnetic susceptibility, permeability and electrical conductivity. For AMS the data correspond to the principal axes of the full tensor averaged on several samples ('~bp' means that the axis is almost in the bedding plane). For the permeability and formation factor, the given values correspond to measurements for the X, Y and Z samples.

	Magnetic susceptibility (10^{-6})	Sample	Permeability (10^{-15} m^2)	Formation factor
Bentheim sandstone	Min -1.28	X	991	11.5 +/- 0.2
	Int -1.20	Y	1214	
	Max -1.04	Z	813	13.4 +/- 0.2
Rothbach sandstone	Min 26.6	X	149	22.6 +/- 0.5
	Int 27.58 (~bp)	Y	132	
	Max 27.92 (~bp)	Z	27	

Table 3. Critical stress state C^* at the onset of shear-enhanced compaction in Rothbach sandstone samples in two orthogonal orientations.

Effective pressure (MPa)	Differential stress $Q = \sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	Effective mean stress $P = (\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - P_p$ (MPa)
<i>perpendicular to bedding</i>		
35	127	77
55	128	98
90	122	130
110	136	155
130	125.5	172
150	126	192
165	90	225
<i>parallel to bedding</i>		
50	90	80
55	96	88
90	99	124
115	101	149
130	88	161
140	84	168
200	30	210

Figure Captions

Figure 1: (a) Orientation of the three sampled elements. The bedding plane corresponds to the XY plane. (b) Stereographic plot (equal area, lower hemispheric projection) of the 21 measured positions. Eight directions of measurement are available in each plane (XY, XZ, YZ). The overlapping symbols show the directions which are common for each subset of two samples.

Figure 2: (a) P wave velocity data in dry Bentheim sandstone samples X, Y and Z and corresponding fitting curves assuming that the velocity data can be described by a second order tensor (b) same as (a) for water saturated Bentheim sandstone.

Figure 3: (a) P wave velocity data in dry Rothbach sandstone samples X, Y and Z and corresponding fitting curves assuming that the velocity data can be described by a second order tensor. (b) same as (a) for water saturated Rothbach sandstone.

Figure 4: (a) X-ray slice obtained on a Rothbach sandstone sample using a medical scanner. One can clearly recognise the presence of small horizontal layers of higher density (dark regions) inside the rock sample. The size of the sample is about 4 cm in height. (b) Map of porosity obtained on a thin section in Rothbach sandstone. The area covered by the analysis is a square with 7.8 mm length.

Figure 5: (a) SEM image in one of the compact layers in Rothbach sandstone. Notice that clays are present as coating on free surfaces, but also at grain contacts. (b) 3D reconstruction of the pore space in a Rothbach sandstone sample confocal scanning laser microscopy images. Notice the roughness at the grain surface associated with the presence of coating clay minerals.

Figure 6: Variations of the P-wave modulus anisotropy factor as a function of porosity predicted by the Kachanov (1993) model. The plain curves correspond to different pore aspect ratios. The model predicts a pore aspect ratio between 0.7 and 0.75 for the Bentheim sandstone.

Figure 7: (a) Sketch representing the anisotropy in cementation length in the Rothbach sandstone. (b) Variation of the P-wave modulus for the saturated Rothbach sandstone vs. orientation. The solid line shows the prediction of the modified cemented grains scheme of Dvorkin & Nur (1996). The anisotropy is obtained by applying a variable cement distribution. The data are consistent with a cement radius ratio of $\chi = 0.85$.

Figure 8: (a) Peak stress as a function of bedding angle β for selected data on phyllite from Donath *et al.* (1972). (b) Peak stress as a function of bedding angle β for selected data on shale from Niandou *et al.* (1997).

Figure 9: (a) Stress for the onset of dilatancy and (b) peak stress as functions of foliation angle β and confining pressure in Four-mile gneiss.

Figure 10: (a) SEM image of a sample deformed to just beyond the onset of dilatancy C' showing nucleation of wing cracks from the tip of a biotite grain (lighter area at lower part of micrograph). Direction of σ_1 was vertical, and scale bar is 50 μm . (b) SEM image of a sample deformed near the peak stress showing crack coalescence and brecciation between adjacent biotite grains. Arrays of subvertical cracks are also present. Direction of σ_1 was vertical, and scale bar is 100 μm .

Figure 11: Schematic diagram of a wing crack nucleated from a sliding crack. Geometric parameters of the model are also defined.

Figure 12: Friction coefficient as a function of foliation angle β from dilatancy onset data on the basis of the wing crack model using isotropic and anisotropic nucleation conditions. Friction coefficients for Westerly granite (from data of Brace *et al.*, 1966) and San Marcos gabbro (from data of Hadley, 1973) were calculated using the

isotropic nucleation model. For comparison, experimental values for rock friction (Byerlee, 1978) and biotite friction (Horn & Deere, 1962) are shown.

Figure 13: Inferred value of initial damage (solid circles) and normalized fracture toughness $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ (open circles) as functions of foliation angle of the Four-mile gneiss.

Figure 14: Inferred value of initial damage as a function of mica content. Two data points have been excluded. The line from linear regression is also shown.

Figure 15: Peak stress for Rothbach sandstone (this study) and Adamswiller sandstone (Millien, 1993). The open symbols are for samples cored parallel to bedding and the close symbols are for samples cored perpendicular to bedding.

Figure 16: (a) Peak stress as a function of bedding angle β for selected data of Dunn *et al.* (1973). (b) Peak stress and onset of dilatancy C' as a function of bedding angle β in Adamswiller sandstone. Data of Millien (1993) are connected by the solid curves and data of Gatelier *et al.* (2002) are connected by the dashed curves. (c) Fault angle θ as a function of bedding angle β for selected data of Millien (1993) on Adamswiller sandstone.

Figure 17: Mosaic of optical (reflection) micrographs showing part of the shear band that developed in a sample of Rothbach sandstone cored perpendicular to bedding and deformed in the brittle faulting regime.

Figure 18: Principal stress difference and rate of acoustic emissions per second versus axial strain for triaxially deformed samples of Rothbach sandstone at 130 MPa of effective pressure, for samples cored perpendicular to bedding (a) and parallel to bedding (b). Principal stress σ_1 was along the axial direction.

Figure 19: Effective mean stress as a function of porosity reduction of Rothbach sandstone deformed at 130 MPa of effective pressure for samples cored perpendicular to bedding (a) and parallel to bedding (b). For reference, the hydrostats are shown as dashed curves.

Figure 20: Elliptical compactive yield envelopes (equation 4) that fit the data for the onset of shear-enhanced compaction for Rothbach sandstone oriented perpendicular (solid symbols) and parallel (open symbols) to bedding.

Figure 21: (a) Spatial distribution of specific crack surface area in a sample of Rothbach sandstone cored perpendicular to bedding and deformed at $P_{eff}=130$ MPa. (b) Detail of grain crushing in a diffuse compaction band. (c) Relatively undamaged area between two compaction bands. (d) Mosaic of micrographs showing the transition between a compaction band and an undamaged zone. Principal stress σ_1 was along the axial direction.

Figure 22: (a) Spatial distribution of specific crack surface area in a sample of Rothbach sandstone cored parallel to bedding and deformed at $P_{eff}=130$ MPa. (b) Relatively undamaged area in a more porous layer of the sample. (c) Extensive grain crushing in a cluster of intense damage (d) Relatively undamaged area in a compact layer of the sample. Principal stress σ_1 was along the axial direction.

Figure 23: Principal stress difference and rate of acoustic emissions per second versus axial strain for samples of Rothbach sandstone cored perpendicular to bedding and triaxially deformed at 55 MPa (a) and 90 MPa (c) of effective pressure, and for samples of Rothbach sandstone cored parallel to bedding and triaxially deformed at 55 MPa (b) and 90 MPa (d) of effective pressure. Principal stress σ_1 was along the axial direction.

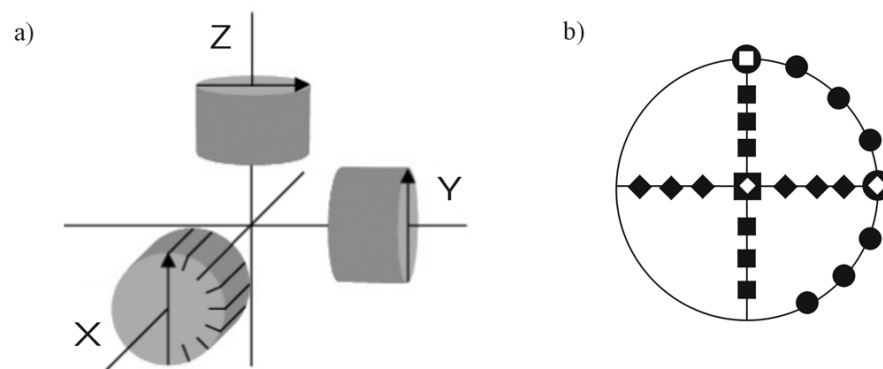


Figure 1

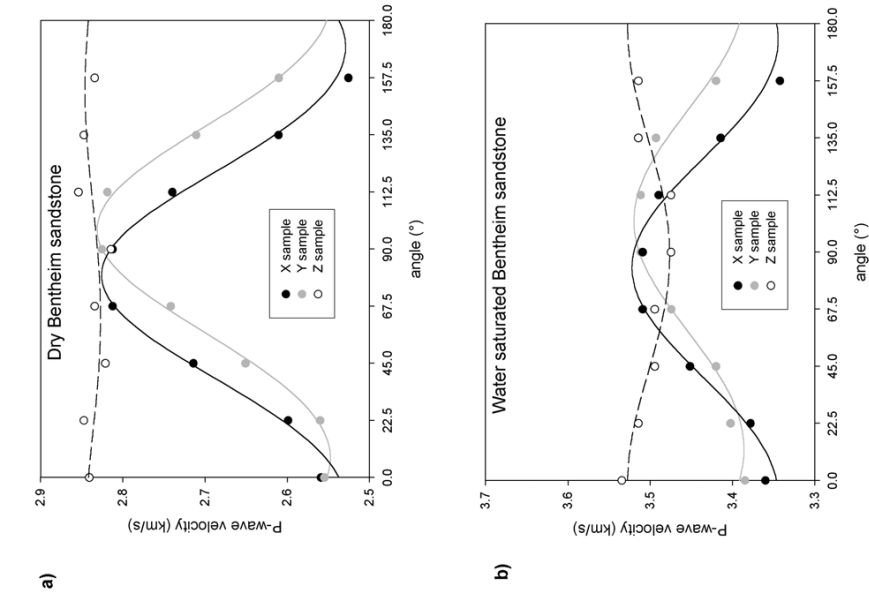


Figure 2

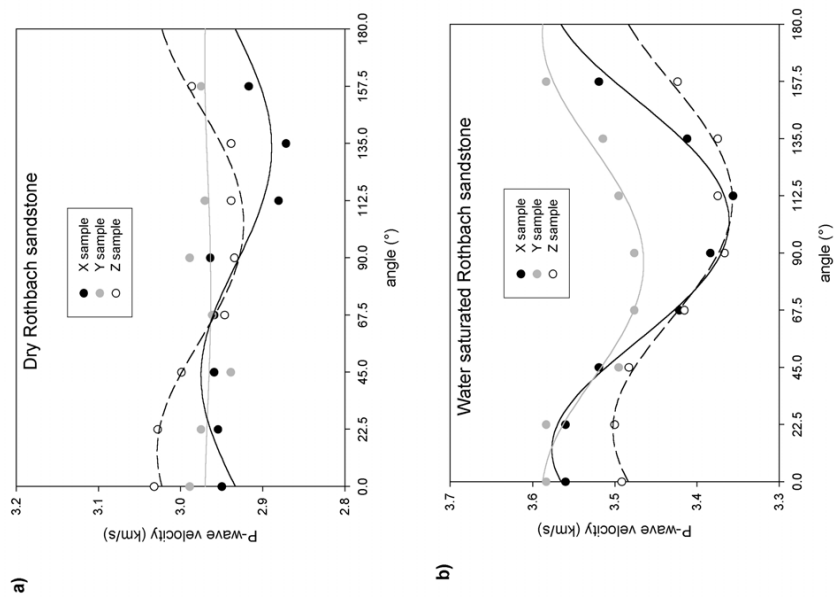


Figure 3

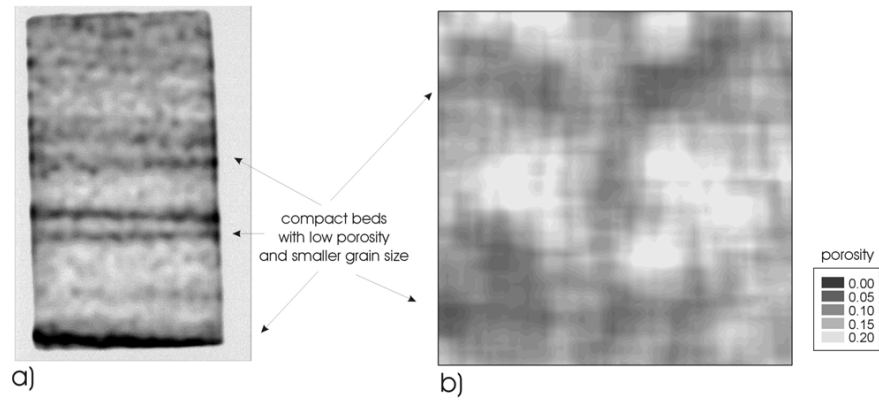


Figure 4

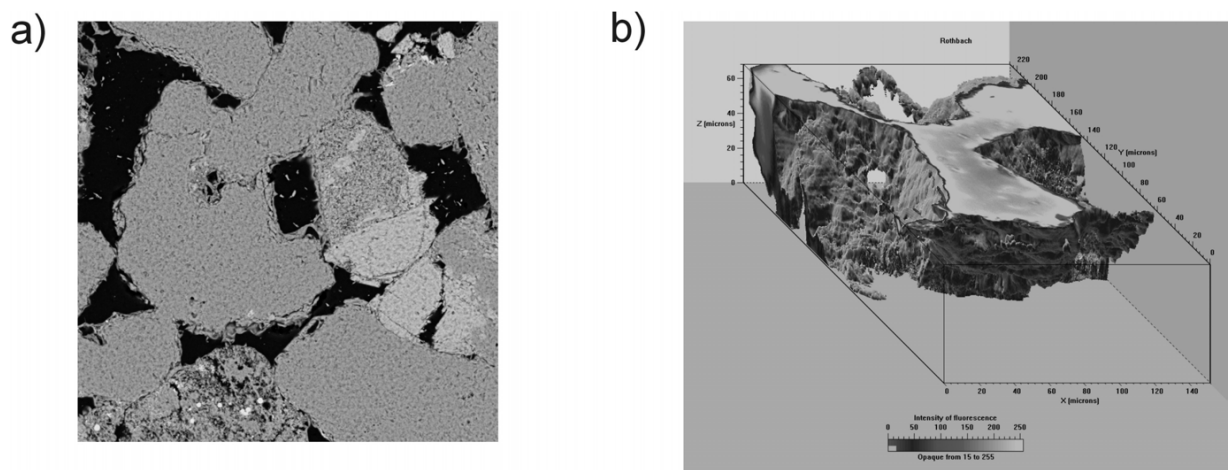


FIGURE 5

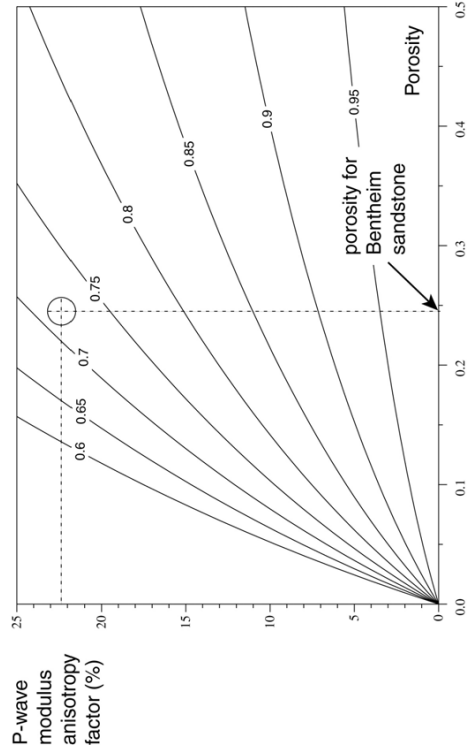


Figure 6

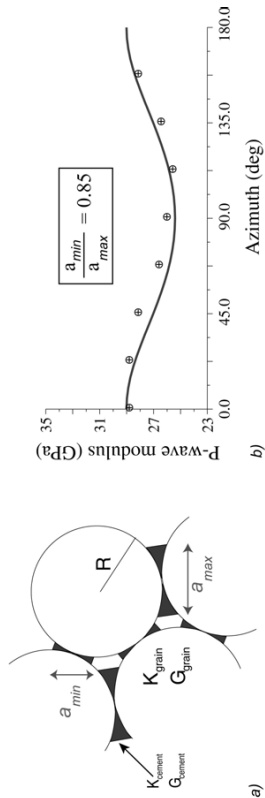


Figure 7

Figure 8a

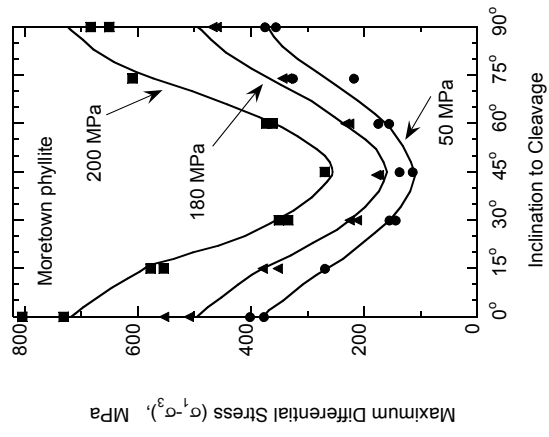


Figure 8b

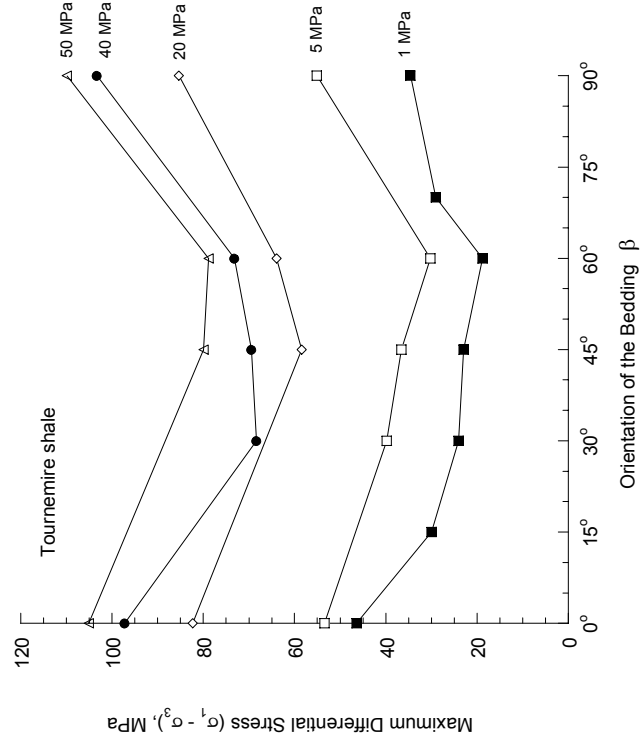


Figure 9

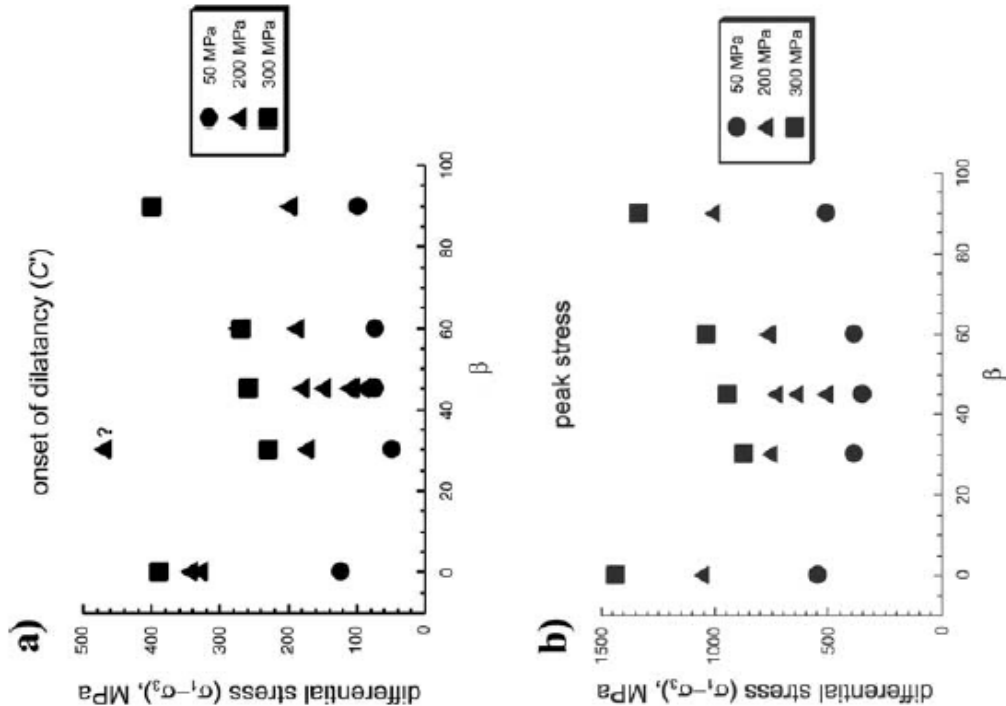


Figure 10

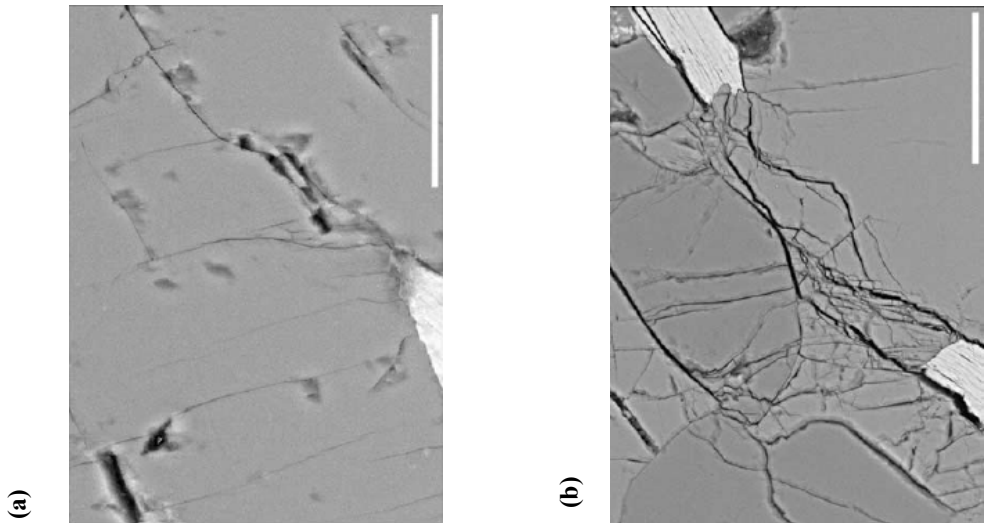


Figure 11

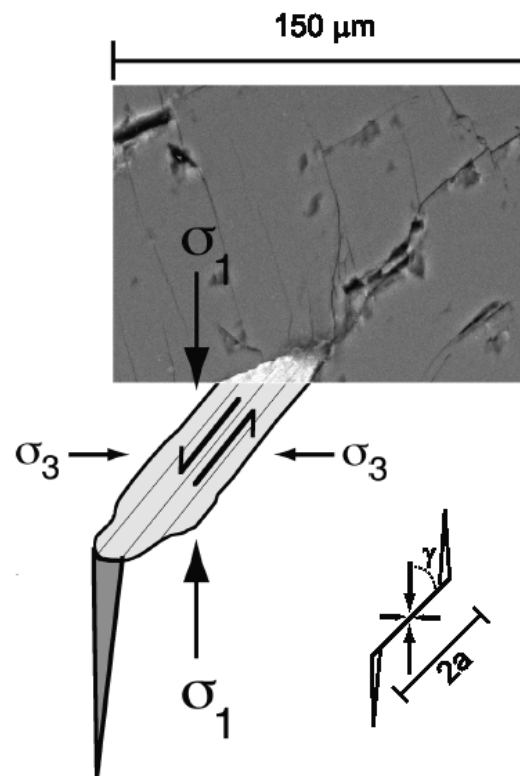


Figure 12

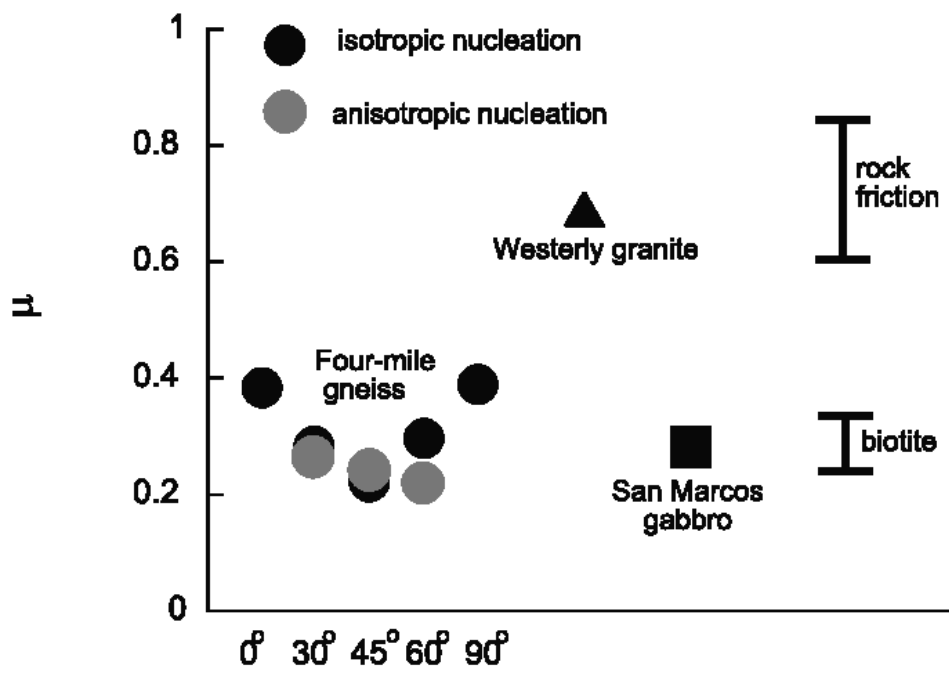


Figure 14

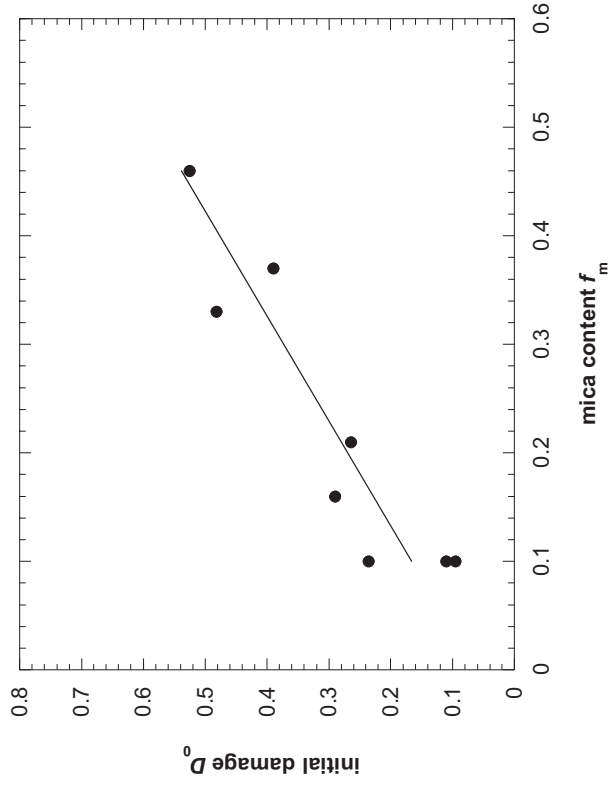


Figure 13

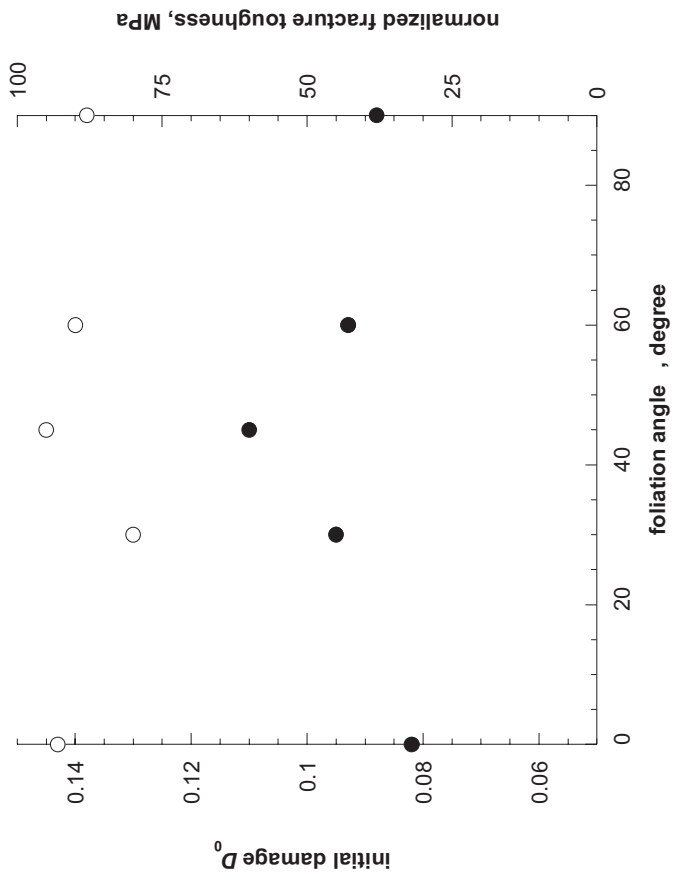


Figure 15

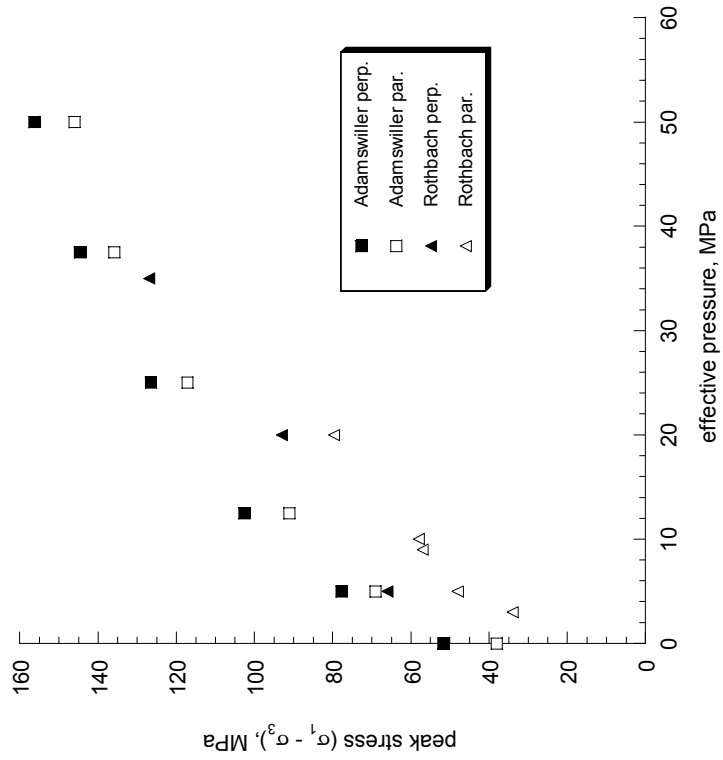


Figure 16a

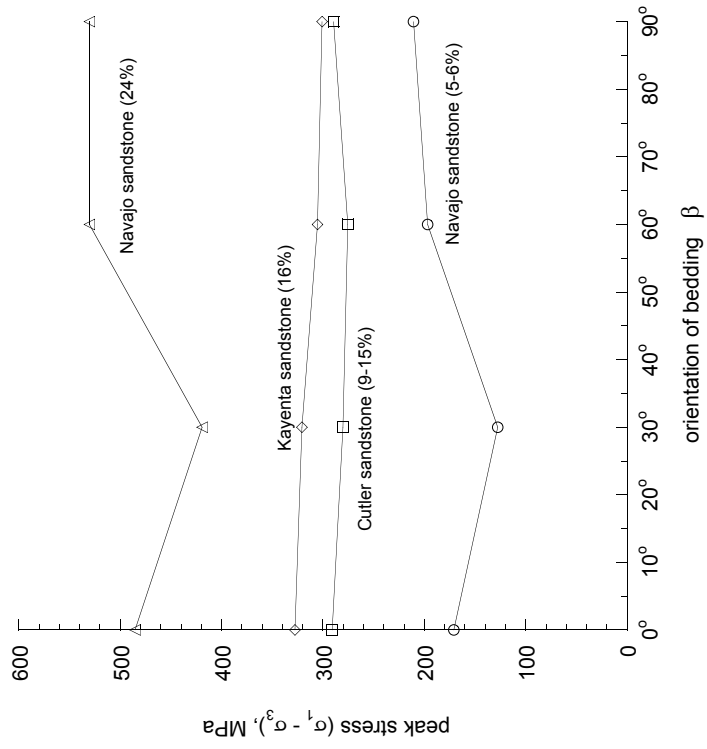


Figure 16b

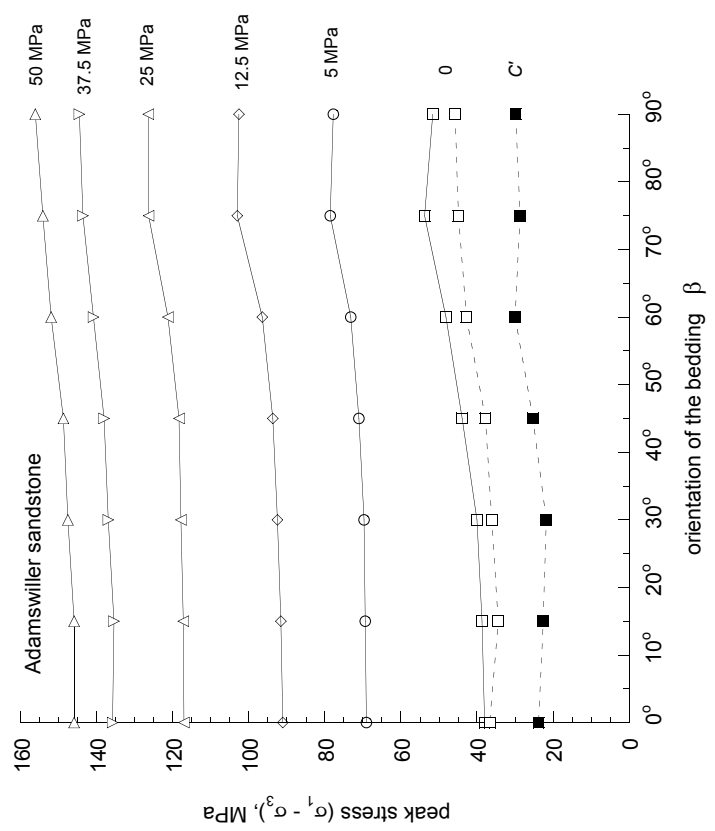


Figure 16c

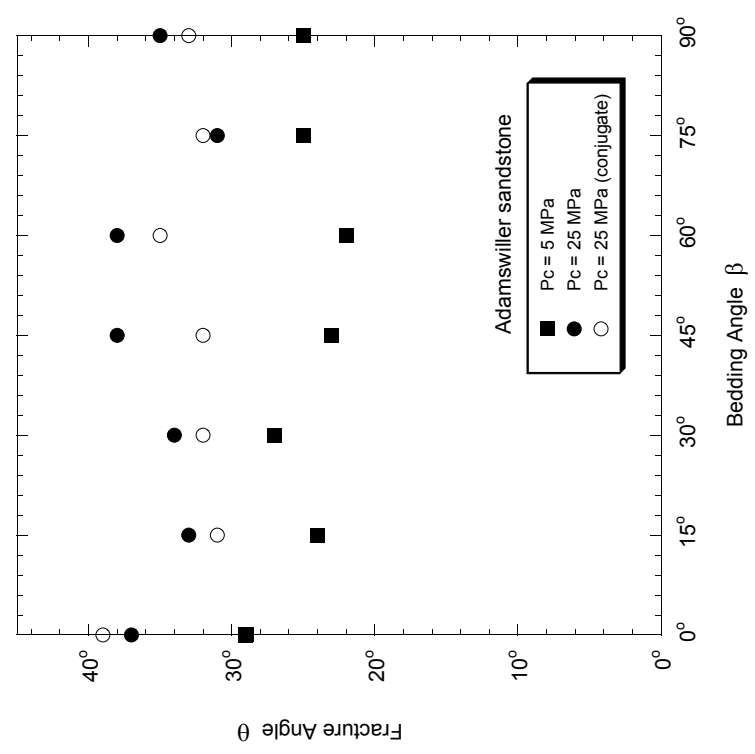


Figure 17

$P_{eff} = 20 \text{ MPa}$

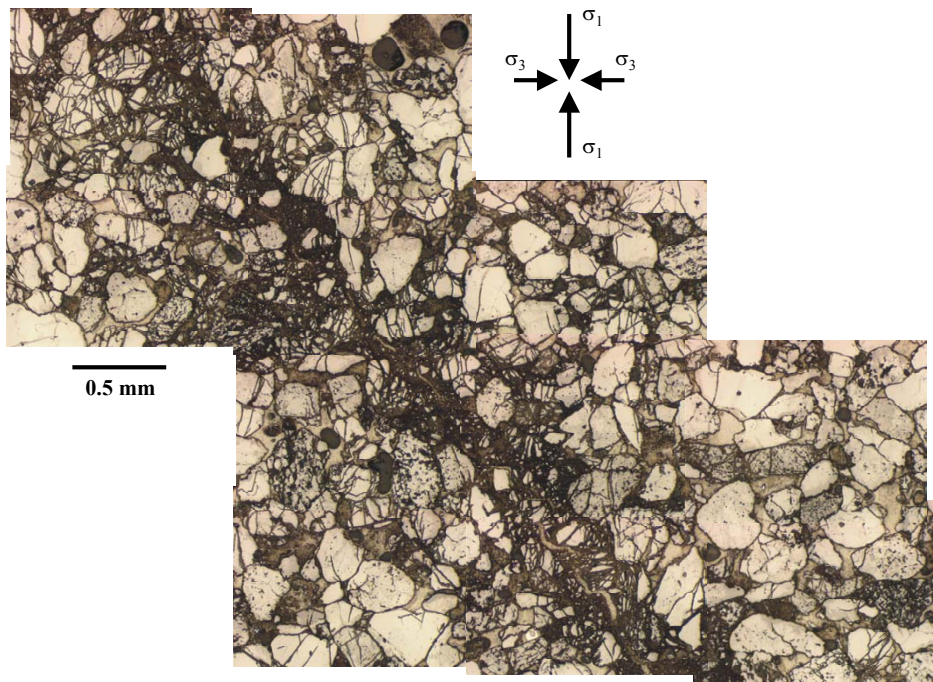


Figure 18

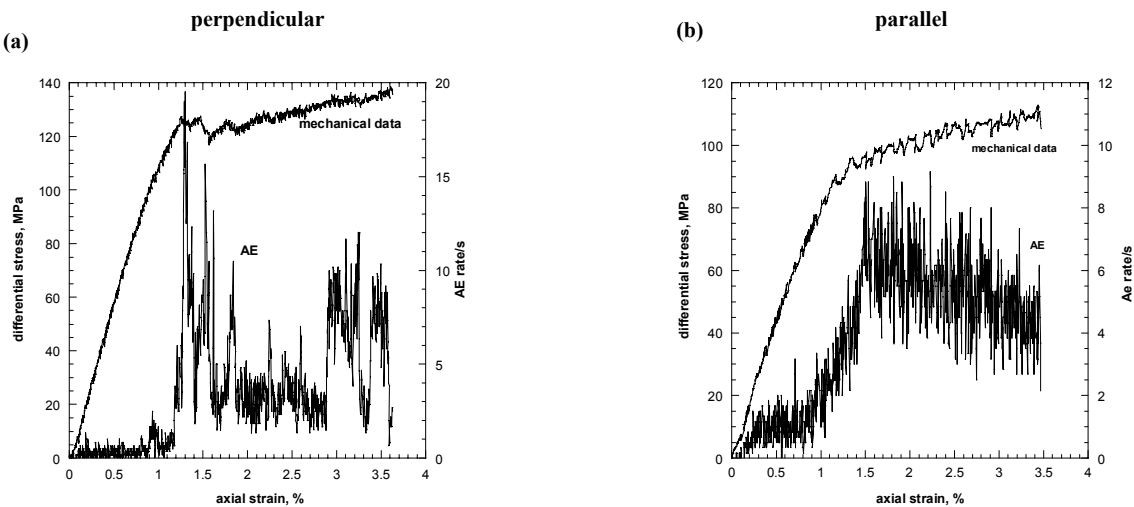


Figure 19

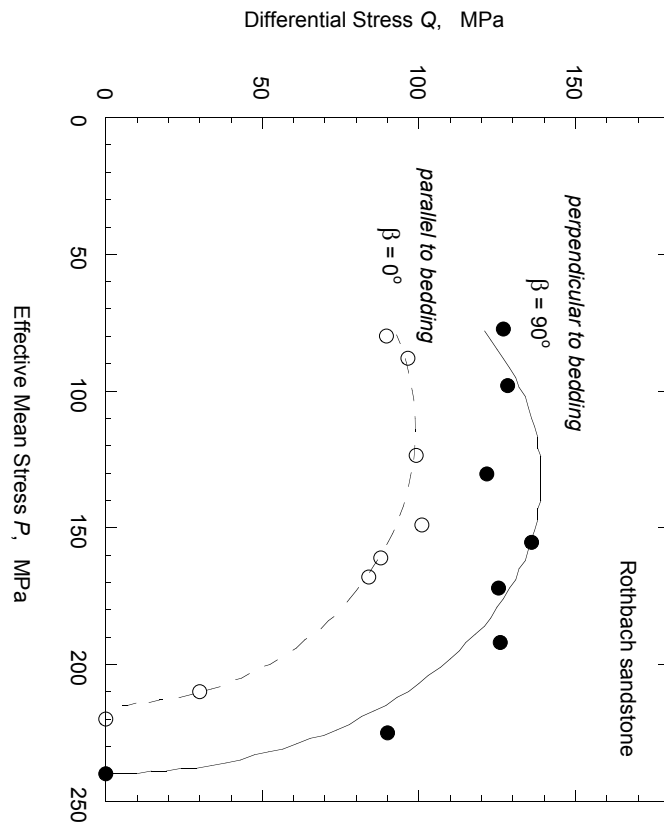
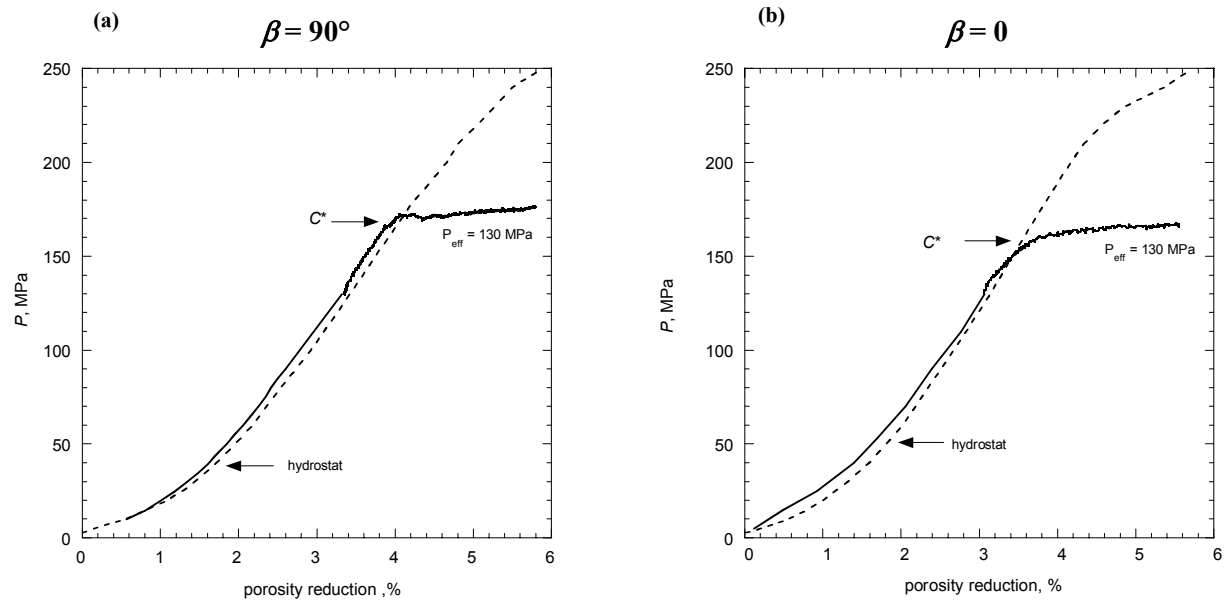


Figure 20

Figure 21

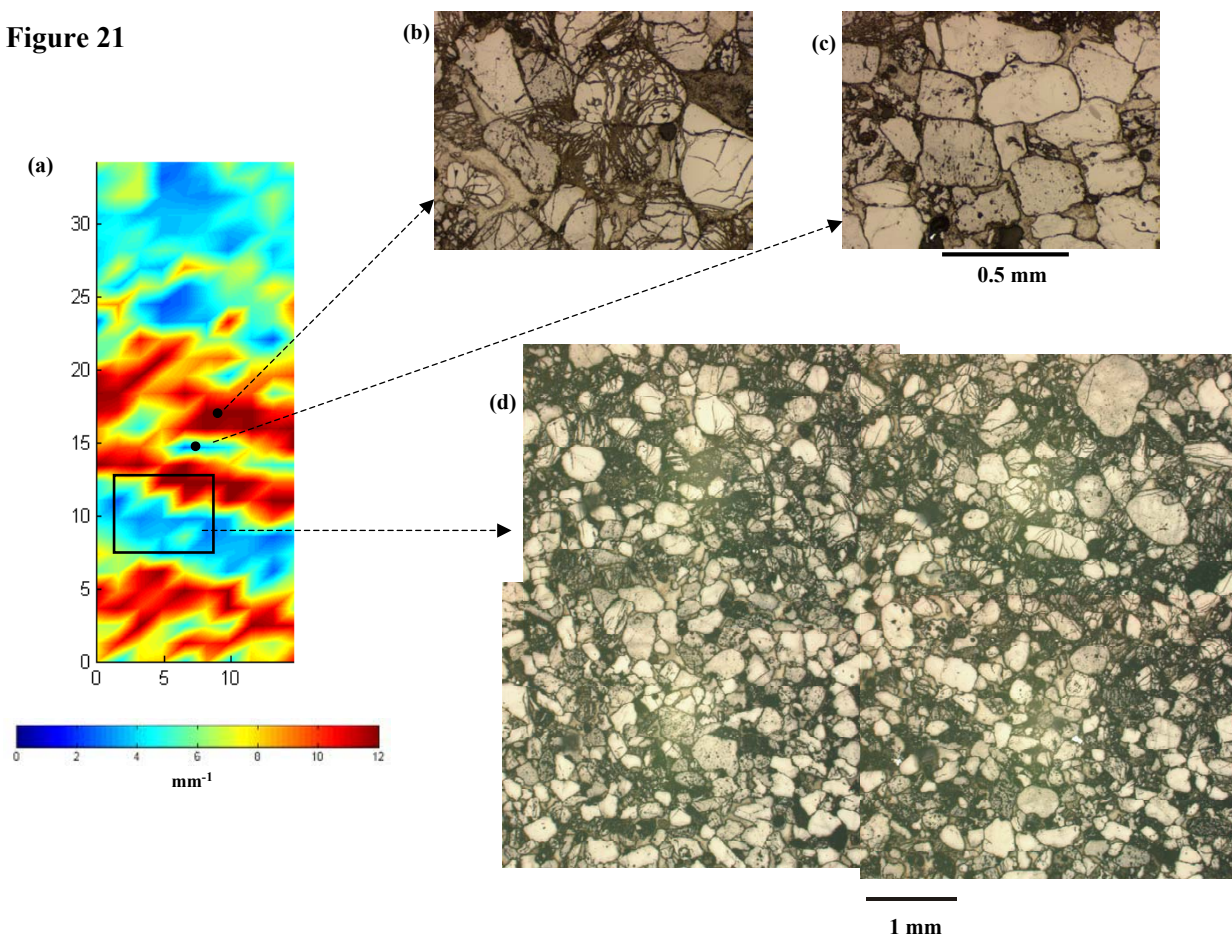
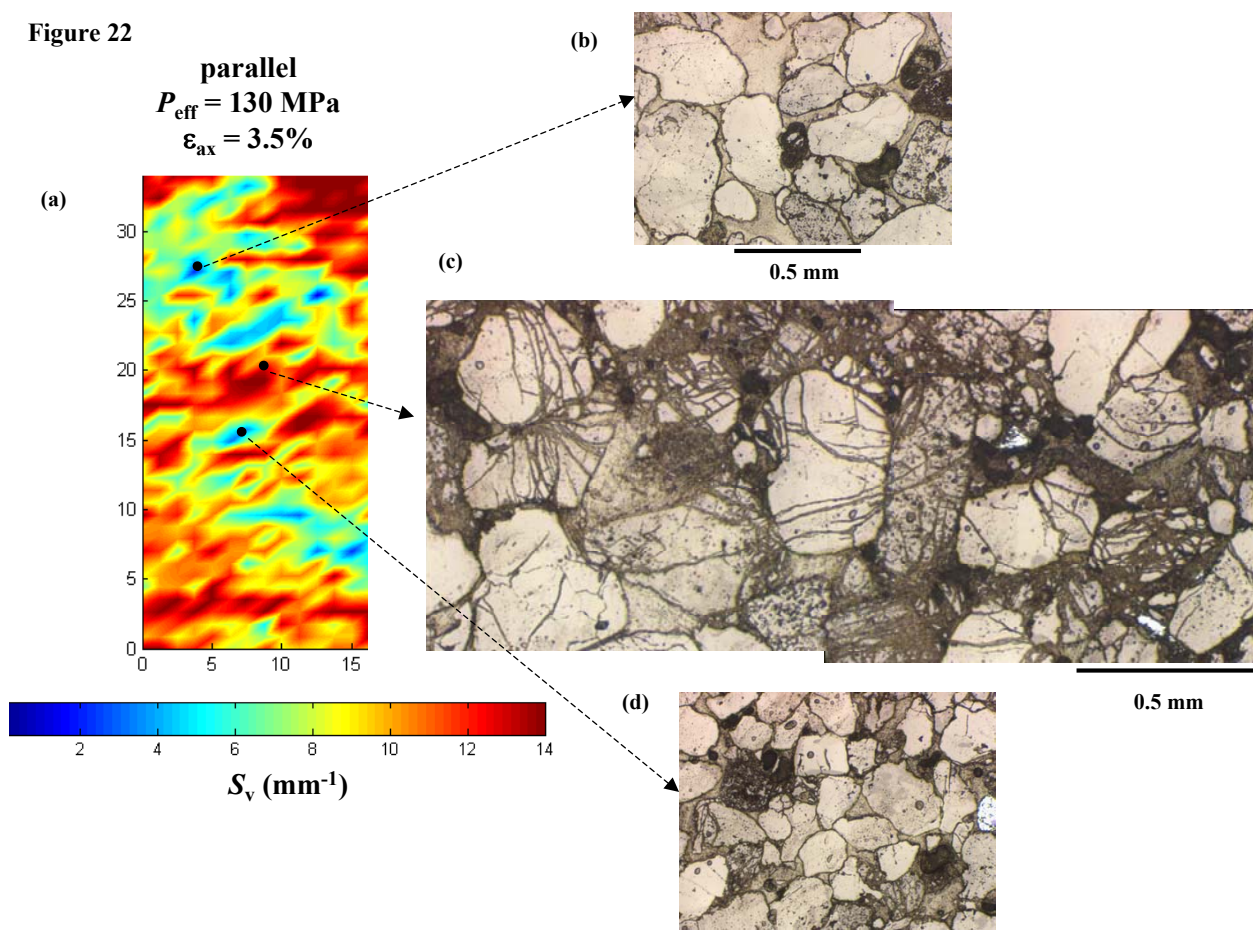


Figure 22



B.4. Publication No4

Folding related fracture pattern and physical properties of rocks in the Chaudrons ramp-related anticline (Corbières, France)

Stefano TAVANI, Laurent LOUIS, Christine SOUQUE, Philippe ROBION, Francesco SALVINI, Dominique FRIZON de LAMOTTE

Soumis à l'AAPG pour publication dans le mémoire : "Deformation, fluid flow and reservoir appraisal in foreland fold and thrust belts"

Folding related fracture pattern and physical properties of rocks in the Chaudrons ramp-related anticline (Corbières, France).

by

Stefano Tavani*, Laurent Louis**, Christine Souque**, Philippe Robion**, Francesco Salvini* & Dominique Frizon de Lamotte**.

* Università degli Studi Roma 3, Dipartimento di Scienze Geologiche, Largo S.L. Murialdo 1, 00146 Roma, Italy.

** Université de Cergy-Pontoise, Département des Sciences de la Terre et de l'Environnement (CNRS UMR 7072), Avenue du Parc, 95 031 Cergy-Pontoise Cedex, France.

Acknowledgements: This study results from an agreement between Roma 3 (Italy) and Cergy-Pontoise (France) Universities. Research councils of both institutions are acknowledged for their support. This work has been partly elaborated during a stay of F. Salvini at Cergy-Pontoise University as invited professor. The paper benefited from discussion with Christian David, Pascale Leturmy, Bertrand Maillot, François Roure and Fabrizio Storti.

Abstract

Reservoir appraisal is frequently a difficult task in thrust-and-fold belts. Thrust related folding leads to the development of meso to microscopic brittle structures that can significantly alter the porosity and permeability properties of reservoir rocks, thus influencing fluid migration and accumulation. The aim of the present paper is to describe at different scales the deformation associated to the development of the Chaudrons thrust-related anticline (Corbières, France), and to discuss its influence on reservoir “quality”. Pervasive solution cleavage sets at high angle to bedding were found and measured along the fold. In addition, collected core-samples allowed to measure the rock physical properties (Anisotropy of Magnetic Susceptibility – AMS - and Anisotropy of P-wave velocity - APWV -). The distribution of deformation within the anticline allows to identify 3 different deformational panels: crest, rounded forelimb, and constantly steeping forelimb. The crest is characterized by the lowest cleavage intensity. Not penetrative solution cleavages and the magnetic foliation are orthogonal to bedding. In the rounded forelimb, bedding dip progressively rotates from 0° to 60°. Cleavage intensity progressively increases, and cleavage and magnetic foliation angles to bedding (ATB) progressively increase from 80° to 120° and then remain constant in the steep forelimb. The timing of development of meso-scale structures as well as changes of physical properties occurring before and during folding are discussed.

Key-words: ramp-related anticline, solution cleavage, Anisotropy of Magnetic Susceptibility (AMS), Acoustic velocity, Corbières (France).

1. Introduction

The possibility to predict the spatial outline and evolution of permeability in reservoirs has a primary importance in oil and gas research and development. In thrust-and-fold belts, fluid flow is strongly controlled by folding related deformational features (e.g. Srivastava and Engelder, 1990; Cooper, 1992; Storti and Salvini, 1996; Jamison, 1997), whose origin (i.e. contractional, extensional and shear), frequency, and geometry, can significantly alter the porosity and permeability of the reservoir rocks (e.g. Nelson, 1985; Mitra 1988; Cooke, 1997). In particular, development of pressure solution cleavage can enhance the reservoir permeability (e.g. Leythaeuser et al., 1995; Van Geet et al., 2002). Pressure solution cleavage networks can drive hydrocarbon flow when subjected to fluid overpressure (e.g. Aydin, 2000), to compression parallel to the cleavage planes, or

to their repeated opening and closure, as commonly occur during folding (e.g. Srivastava and Engelder, 1990). The evidence that in many cases pressure solution cleavages are among the most frequently developed deformational feature associated to folding (e.g. Marshak and Engelder, 1985; Mitra and Yonkee, 1985; Mitra, 1988; Holl and Anastasio, 1995; Dunne and Caldanaro, 1997; Davidson et al., 1998), implies that understanding the time-space evolution of syntectonic solution cleavage networks can significantly impact the reservoir modeling and performance.

The aim of the present paper is to describe the deformational pattern at the different scales associated to the development of the Chaudrons ramp-related anticline (Corbières, France; Fig. 1). In particular, we analyzed the red silty sandstone of the Paleogene Vitrollian Formation, where deformation is particularly present. The spatial distribution and major characteristics of brittle deformational features are compared to the rock physical properties at the sample scale, including anisotropy of magnetic susceptibility (AMS) and ultrasonic measurements, which are directly linked to the rock structure and composition. The time-space evolution of deformational features and their influence onto the fluid flow are discussed.

2. Geological setting.

The Chaudrons anticline belongs to the Corbières transfer zone (i.e. the arc joining the North Pyrenean zone and the Languedoc-Provence thrust belt; Fig. 1). This domain is characterized by a thin sedimentary pile formed by limestone, sandstone and silt of Maastrichtian to Lutetian age supporting Bartonian molasses (Ellenberger, 1967; Plaziat, 1984). This cover and its the Paleozoic substratum are involved in large ramp-related folds (Averbuch et al., 1992; Frizon de Lamotte et al., 1997; Grelaud et al., 2000). At the regional scale the folds exhibit an “en-échelon” pattern relative to the North Pyrenean Front, locally called “nappe des Corbières orientales” (Fig. 1).

The Chaudrons anticline is an E-W trending 3 km wide and 9 km long anticline where exposed rocks range in age from Upper Cretaceous to Upper Paleocene. Three distinct formations are exposed in the area of interest. Older exposed rocks are lacustrine limestones of the “Rognacian Formation” (Maastrichtian). They are conformably covered by clastics (conglomerates and siliciclastic continental deposits) of the Vitrollian Formation (Lower Paleocene). Upper Paleocene (Thanetian) is again represented by lacustrine limestones and siliciclastic deposits. Folding occurred in Upper Eocene times (Ellenberger, 1967). Geometrically, the Chaudrons anticline is characterized by a steep forelimb between flat foreland and crest (Fig. 2). The transition between the foreland and the forelimb is exposed in the Thanetian limestone but complicated by secondary collapse structures. On the contrary, the transition between the forelimb and the crest can be continuously followed within the “Vitrollian Formation” (Fig. 2). The back of the anticline is offset by normal faults (Fig. 1) formed during a Late Oligocene-Miocene event, and the backlimb is not outcropping. The deformation features associated to this extensional event are restricted to the normal fault damage zones, and does not involve the area of study.

3. Sampling, Measurements

It has been demonstrated that stratigraphy has a primary role in controlling folding related deformation patterns (e.g. Corbett et al., 1987; Protzman and Mitra, 1990; Gross, 1995; Fischer and Jackson, 1999). In order to rule out, or at least significantly reduce, the influence of lithology, we collected meso-structural data and samples the in Vitrollian formation of the Chaudrons anticline. This formation is characterized by an alternance of sandstones and silts/clays, with an average beds thickness of 30 cm. Conglomeratic levels are also present, but data were collected only in sandy and clayish beds.

Data were collected through two properly oriented, along dip, transects (Fig 3) with the maximum across distance of 20 meters in the first, shorter (151 m) transect and 40 meters in the second, longer (633 m) transect.

Data location was accomplished by GPS measurements, that provided 20 m accuracy relative location. This approximation induces a negligible error in the transect Ch-2 (the error with respect to the transect length is 3%). In the transect Ch-1 the error is higher (13%), in this case data location along each path was ensured by a local coordinate system, consisting in the rectification of the path into a series of oriented (azimuth and strike) segments of a given length with an accuracy of about 0.1 m. Each measurement or sample has then a local coordinate reference consisting in its distance along the path of the transect from the initial edge. This local reference system was then automatically converted into geographic coordinates (Salvini, 2002), by using the absolute coordinate (from GPS) of the leading edge.

3.1 Structural data

At the outcrop scale, the collected structural data include bedding, cleavage and meso-faults attitude and dimensions of lithons isolated between adjacent cleavages (“cleavage-lithons”; e.g. Durney and Kisch, 1994).

Cleavage consists of a generally well organized set of rather regular pressure-solution surface (disjunctive non-sutured intra-bed surface) striking parallel to the anticline axis (Fig. 4, 5). Cleavage is isolated in sandy beds while in clayish beds it is anastomosed. Cleavage angles with respect to the bedding surfaces range from 80° to 130° (value greater than 90° indicates forelandward dipping surfaces once the bedding has been rotated to the horizontal). In sandy beds this angle ranges from 80° to 110°, while in clayish beds it ranges from 80 to 130°. Values close to 90° are typical of the crestal sector while larger values characterize the forelimb.

“Cleavage spacing” is the lithon dimension orthogonal to the cleavage (i.e. the distance between adjacent cleavage planes). “Cleavage height” is the bed thickness or, in the case of anastomosed cleavage, the dimension of the lithon along the direction normal to spacing and normal to the anticline axis (Fig. 4). “Cleavage width” is the distance, parallel to bedding, between two contiguous intersections of adjacent cleavage surfaces. In this way a parallelepiped having spacing, height, and width as dimensions would represent the average “lithon” produced by the cleavage and its shape would be related to the intensity of deformation.

In the studied area, pressure solution cleavage surfaces, whose spacing ranges from 10⁻¹ m to 10⁻² m, divide the rock into fairly regular “cleavage lithons”: in a section parallel to the tectonic transport direction (and orthogonal to the bedding surfaces), in sandy beds “cleavage lithons” boundaries are defined by two solution cleavages and by the top and the bottom of the beds (Fig. 4, 6) or by discontinuities parallel to the bedding surfaces. With increasing clay content, cleavage becomes anastomosed and lithons form between two adjacent cleavage surfaces (Fig. 6). Cleavage surfaces are well organized in the forelimb, and in the crest they are less penetrative.

Several derived factors were then used to describe the deformation state at the bed scale. These factors include: the cleavage angle to bedding, the cleavage height/spacing ratio (H/S or cleavage/bedding dimension ratio by Durney and Kisch, 1994) and the lithon shape factor (*Sf*). The H/S ratio represents a normalization of the spacing by bed thickness. The shape factor (*Sf*) is the ratio between the difference Height - Width and Width - Spacing:

$$Sf = (H - W) / (W - S)$$

This value describes the shape of the lithons with respect to bedding/cleavage orientation. We investigate the possibility of using spacing, H/S and *Sf* to characterize the deformation intensity. In the Chaudrons anticline, H/S and *Sf* range from 1 to 9.2 and from -1.5 to 3.1, respectively; average values are 3.8 and 0.9 respectively.

A conjugate set of reverse faults is also present in the more competent layers (Fig. 5) and almost always cuts through the cleavage, thus suggesting a relatively younger age as already observed (Ellenberger, 1967; Frizon de Lamotte et al., 2002). This fault system clearly cut across

beds and, shows an intra-bed character. NW-dipping faults are more abundant than their conjugates (Fig. 5) suggesting a component of top-to-SE bed parallel shear. Slip indicators are also locally present on bedding plane, proving that flexural slip concurs to the overall deformational picture.

3.2 Laboratory measurements

In addition to structural data directly measured in the field, we have collected 100 core-samples in the same layer in order to perform measurements of the physical properties of rocks. It is worth noting that the Representative Elementary Volumes (REV) are different and complementary for these two kinds of measurements: for fractures the REV is about 1 m^3 whereas for physical properties it is about 10^{-5} m^3 . So fracture analysis gives information at outcrop scale whereas physical properties give access to the matrix properties.

3.2.1 Anisotropy of Magnetic Susceptibility

100 standard cylindrical specimens (2.5 diameter x 2.2 length), drilled and oriented in the field, have been sampled in the Chaudrons anticline in order to perform anisotropy of low field magnetic susceptibility (AMS). AMS measurements have been made with the “KLY3S kappabridge” susceptibility AGICO instrument. This spinning specimen equipment allows to measure the susceptibility during three spins of the sample in three perpendicular planes. During each spin, 64 measurements are made and subsequently give access to a very accurate determination of the susceptibility tensor (K). Principal magnitudes and directions of the tensor are thus calculated using a least-square method. The maximum (K1), intermediate (K2) and minimum (K3) principal values are the susceptibility values along the principal directions ($K1 > K2 > K3$). Cluster of K1 defines the magnetic lineation, Cluster of K3 the pole to magnetic foliation.

Basically, the magnetic susceptibility is the proportionality coefficient recorded between the induced magnetization and the applied magnetic field (Bhathal, 1971). The anisotropy of magnetic susceptibility tensor K describes ability of certain rocks to change their induced magnetization as orientation of applied field is modified (Hrouda, 1982). For most of the crystals K is governed by crystallographic directions. For crystals with high intrinsic susceptibilities such as magnetite or maghemite, K reflects mainly shape anisotropy (Uyeda *et al.*, 1963). Therefore, it is generally assumed that analysis of magnetic tensors is a way to access to the preferred crystallographic orientation or shape orientation (or combination of both) of all minerals within the rocks (Graham, 1954). This bulk magnetic signature includes the matrix contribution, consisting of diamagnetic, paramagnetic and antiferromagnetic minerals, as well as the ferromagnetic contribution, consisting of ferromagnetic and ferrimagnetic minerals.

At a sample scale, AMS is thus due to preferential orientation of grains, generated by grains reorientation, chemical and mechanical compactions during diagenetic and tectonic events. AMS studies has been developed by structural geologists in weakly deformed zone where sedimentary rocks are free from continuous macroscopic deformation and have mainly undergone brittle deformation (Graham, 1966; Kliegfield *et al.*, 1981; Kissel *et al.*, 1986; Lowrie and Hirt, 1987; Averbuch *et al.*, 1992; Sagnotti *et al.*, 1998). The Corbières area has been the site of extensive AMS studies (Averbuch, 1993; Grelaud, 2001; Souque, 2002), which all showed that AMS is of tectonic origin. In the Vitrollian Formation, Averbuch *et al.* (1992) showed that Hematite was the main ferromagnetic mineral and that the matrix was dominated by quartz, calcite and clay minerals. The anisotropy of magnetic susceptibility was thus interpreted in terms of preferred orientation of clay minerals and hematite. These results are confirmed in the Chaudrons anticline where we observed tectonic magnetic fabrics (Fig. 7) characterized by magnetic foliation oblique (forelimb) or normal to bedding (crest of the anticline). Synthesizing the AMS work conducted in the Corbières, Frizon de Lamotte *et al.* (2002) assumed that, away from thrust faults, AMS records internal deformation resulting from Layer Parallel Shortening, which occurred before folding and fracturing. However,

the relationships between AMS and microstructure of a given sample are not straightforward since it can reflect only a small volumetric fraction of the whole rock especially when the signal is dominated by ferromagnetic and ferrimagnetic minerals. This is the reason why we have tested the significance of magnetic fabric measured in the Chaudrons anticline with another method: Acoustic Anisotropy.

3.2.2 Acoustic Anisotropy

It is known that anisotropy of P-wave velocity is directly related to the microstructures of rocks (nature and shape of the constitutive elements, including intergranular or fractures porosity; Lo et al., 1986). As the sediments remain unstrained, the spatial distribution of P-wave velocities often presents a planar shape with maximum values corresponding to the bedding plane, while the bedding pole exhibits the minimum velocity value (Lo et al., 1986, Hrouda et al., 1993, Louis et al. 2002). During deformation, from sedimentary to tectonic compaction, the whole structure of the rock is modified and the distribution of the acoustic velocities at sample scale can suffer strong modifications. As several processes affecting the microstructures (i.e. grain dissolution/growth, rotation, fracturing) can work simultaneously, the interpretation is generally not straightforward. Nevertheless, in consolidated clastic rocks, losses of stiffness are generally larger than the gains, and a process that leads to a reduction of the inter- or intra-grain cohesion (fractures, solution cleavage) is expected to dominate the acoustic signal.

To estimate the anisotropy of P-wave velocity, we followed the protocol described by Louis et al. (2002), drilling three perpendicular rock cylinders from a geographically oriented block. Each block was taken out from the outcrop and drilled properly in the lab in order to guarantee as much as possible the orthogonality of each sample with respect to the others. In this method, we assume that P-wave velocities can be correctly spatially represented by a second order symmetric tensor. On each sample, eight measurements were made every 22.5 degrees across the diameter. Then the 24 values obtained are used to retrieve by a least squares calculation three principal values and axes. Following Hext (1957), a scattering angle is computed for each principal axis with respect to the others.

Contrarily to AMS, the number of acoustic measurements is not enough to compute trends along the transect (see below). So we will only present a comparison between structural data, AMS and ultrasonic P-wave velocity of 4 blocks from different locations (crest and forelimb; Fig. 7). The net result is a fairly good correlation between acoustic and magnetic data: indeed, maximum and intermediate axes are very close (the ellipses of confidence present a common intersection) and are situated within the cleavage. In all locations, minimum axes are very well defined and are parallel to the pole to cleavage. Our results attest that the structural anisotropy, which is observed at outcrop scale, also exists at sample scale.

4. Data spatial analysis

Spatial variations of the studied parameters were analyzed by using the transect tool (Wise et al., 1982; Salvini et al., 1999). It consists in the preparation of scattering diagrams of a given parameter with the distance along the transect in the X-axis, and the given values along the Y-axis, respectively. These “scatterograms” can be filtered along both axes, and a best fit multiple-gaussian analysis can be applied to identify and quantify the presence and variation of uni/polimodal distributions of deformational features along the transect. This methodology has been shown to be very effective for detecting trends from populations of scattered data (e.g. Salvini et al., 1999). Figure 8 illustrates the application of this methodology to the analysis of bedding dip along transect Ch-1. The transect is a segment of given direction and length, along which data from the area of interest are projected perpendicularly (Fig. 8a). The statistical analysis is performed by dividing the transect length into N cells of a given width (in the example the cell width is 1 m.). For each cell, an

histogram (normalized to 100) is produced by using data whose projection is within the cell (Fig. 8d). Data can be smoothed along the transect and the corresponding histogram represents data whose projections have a distance from the cell lower than the half value of the smoothing interval (Fig. 8e). A gaussian fit is finally applied to the histogram (Fig. 8e). Each cell is therefore characterized by its position along the transect, the frequency histogram, its smoothed histogram, and its gaussian fit curve.

4.1 Transect CH-1

The first transect is N-S oriented and its total length is 151 meters. It is located in the central part of the Chaudrons anticline (Fig. 3). The starting and ending points are located respectively in the crest-forelimb transition and in the steep forelimb. 318 meso-structural data (77 bedding surfaces, 215 cleavage surfaces and 26 mesofaults) and 55 core-samples for AMS measurements have been collected along it. Cumulative analysis of meso-structural data are shown in Fig. 9. Bedding surface poles (Fig 9a) shows two relative maxima, corresponding to the crest and steeper forelimb, respectively. Cleavage poles (Fig. 9b) and K3 axes (Fig. 9c), are nearly orthogonal to both the strike of bedding and the anticline axis. Fault planes and fault slickenlines (Fig. 9d) show as the movement, that is mainly top to the southeast, is accomplished by fault planes dipping toward northwest.

Figure 10a shows the bedding dip across the transect. This transect can be divided into two part. In the left (southern) part the bedding dip progressively increases passing from a near horizontal attitude to a value of 40° . This homogeneous variation testifies to the round shape of the anticline in the upper part of the forelimb. In the second part, the bedding dip increment is slower and rotates from 40° to 60° . A similar distribution is present in the transect relative to cleavage (Fig. 10b) and magnetic foliation (Fig. 10c). In the rounded forelimb (southern part of the transect) cleavage and magnetic foliation dip rotates from a near vertical attitude to an average dip of 60° southward. Moving into the steeper forelimb (northern part of the transect), the decrease of cleavage and magnetic foliation dip becomes slower.

The comparison between Cleavage and AMS data is presented in Fig. 11, where the values along the transect are shown with respect to the bedding surfaces (i.e. after bedding dip removal). This angle (Angle To Bedding; ATB) is measured as the counterclockwise angles between bedding and Cleavage/Magnetic foliation looking west. Cleavage (Fig. 11a) and magnetic foliation (Fig. 11b) ATBs show different behaviors in the southern and northern part of the transect. In the rounded forelimb (south) they undergo a counterclockwise rotation and rotate from 80 to 120° . In the steeper forelimb (north) both the cleavage and the magnetic foliation ATBs remain rather constant until the end of the transect (in the frontal part of the forelimb). Cleavage ATB trends in weak (clayish) and stiff (sandy) beds are also illustrated (Fig. 11a). Differences are remarkable only in the steeper part of the forelimb, where cleavages collected in weak beds are characterized by ATBs greater than those of cleavages collected in stiff beds. Differences between cleavage collected in weak and stiff beds are negligible in the rounded forelimb and are not shown.

Cleavage spacing along the transect (Fig. 12a) is variable and strongly influenced by bed thickness. Large values characterize the rounded forelimb, indicating that this sector is less deformed than the northern one, as confirmed by field evidence. The H/S ratio (Fig. 12b) and the S_f (Fig. 12c) reduce the bedding thickness-related bias. H/S shows two different values for the two sectors (3 in the rounded forelimb and 4.5 in the steeper forelimb), divided by a narrow (about 15 m wide) transition zone. The shape factor shows a progressive increase in the rounded forelimb (from 0 up to 1.5). Constant values (about 1.5) characterize the steeper forelimb. The H/S (Fig. 12b) analysis is also characterized by a general increase in the scattering of the data (gray-shaded zone) northward.

4.2 Transect Ch-2

The figures 13 to 16 present the data relative to the transect Ch-2, which is N-S oriented. It is located in the western part of the anticline and its length is 633 meters. The transect starts in the middle of the crestal sector and reaches the forelimb to the north. 406 mesostructural data (67 bedding surfaces, 321 cleavage surfaces and 18 mesofaults) and 45 core-samples for AMS measurements. Cumulative analyses are shown in Fig. 13. Bedding surface poles (Fig. 13a) show a relative maximum, corresponding to the crest. Poles to cleavage (Fig. 13b) and magnetic foliation (Fig. 13c), are rather orthogonal to the bedding surfaces strike, and sub-horizontal. Collected faults (Fig. 13d) are organized in two sets: a first one with a NNW-SSE movement, including both faults parallel and at high angle to bedding, and a second one at high angle to bedding, with a ENE-WSW movement.

Figure 14a shows the bedding dip variation along the transect. Most part of the transect (southern and central part) presents near horizontal bedding attitudes (crest sector), while in the northern part bedding dip progressively increases up to 40° (rounded forelimb). Solution cleavage (Fig. 14b) and magnetic foliation (Fig. 14c) are near vertical in the southern and central part of the transect (crest sector) while progressively rotate in the rounded forelimb with a minimum dip of 60° at the edge of the transect. Cleavage (Fig. 15a) and magnetic foliation (Fig. 15b) ATBs along the transect individuate two sectors. The first one corresponded to the crest where cleavage and magnetic foliation are near orthogonal to the bedding. The second sector correspond to the rounded forelimb where both cleavage and magnetic foliation ATBs progressively rotate from near orthogonal to a value of 120°.

Cleavage spacing along the transect (Fig. 16a) is characterized by strongly scattered data. On the contrary, the H/S ratio (Fig. 16b) and the S_f (Fig. 16c) are more homogeneously distributed along the transect. In particular the H/S ratio is rather constant about 3 with the exception of a narrow sector just south of the forelimb where values are about 1.5. This narrow zone (about 30 meters wide) is also characterized by the emergence of a minor thrust. Notice that the same value of 3 characterizes also the southern part of transect Ch-1. This overlapping in the H/S ratio is in agreement with the overlapping in the geometry (Fig. 10a and Fig. 14a), thus confirming the possibility of integrating the results of the two transects. Shape factor variations along the transect are similar to those observed for the H/S ratio. In particular, the southern and central part of the transect are characterized by undulations in the shape factor between 0 and 1.5, while in the forelimb it is around 1.5. The narrow and abrupt passage between the crest and the forelimb, observed in the H/S ratio transect, is still present.

5. Discussion

Deformational features evolution

Bedding dip and cleavage/magnetic foliation ATBs spatial distributions define 3 “deformational panels” (Storti and Salvini, 1996) of comparable size within the Chaudrons anticline. In the first one, that corresponds to the crest (southern and central part of transect Ch2), the bedding attitude is near horizontal and the cleavage/magnetic foliation ATBs are near 90°. The second panel corresponds to the rounded forelimb sector (northern part of transect Ch-2 and southern part of transect Ch-1). In this panel the bedding dip progressively rotates from 0 to 40° northward. Also cleavage and magnetic foliation ATBs undergo rotations: they rotate from near 90° to 120°. The third panel corresponds to the steeper forelimb (northern part of transect Ch-1), where the bedding dip rotates from 40° to 60°, with an increment lower than in the previous panel. Cleavage and magnetic foliation ATBs in this panel are constant or present small variations.

These three panels are evident in the H/S and S_f distribution, while the spacing distribution is poorly significant. In the crest panel H/S and S_f show fluctuations around 3 and 1, respectively. The second panel of the anticline (rounded forelimb; corresponding to the northern part of transect

Ch-2 and the southern part of transect Ch-1) matches within the two transects for H/S distribution, with values about 3. S_f varies from 0.0 to 1.5 when passing from the crest to the forelimb. However behavior in this panel is different between the two transects: in the transect Ch-1, S_f progressively increases toward the forelimb, in the transect Ch-2 the passage is abrupt. The third panel is characterized by constant values for both H/S ratio and S_f that are respectively 4.5 and 1.5.

Cleavage and magnetic foliation ATBs in the crest (panel 1) measure about 90° and indicate a shortening axis parallel to bedding surfaces and to the regional shortening direction. This angle progressively rotates in the rounded forelimb (panel 2) and stabilizes to a constant value in the steeper forelimb (panel 3). The intra-bed feature of cleavage surfaces and the different ATBs characterizing weak and stiff beds, allow to correlate these rotations with a top to the hinterland bed-parallel shearing (e.g. Marshak and Engelder, 1985), which is likely related to the flexural slip (e.g. Tanner, 1989) that is expected in the forelimb of fault-bend and fault-propagation anticlines (e.g. Suppe, 1983; Suppe and Medwedeff, 1990). Cleavage/magnetic foliation ATB is assumed to be dependent on the relative importance of the flexural slip versus LPS. Pure LPS would result in ATBs close to 90° . By increasing the relative amount of top to hinterland (or foreland) flexural slip, ATBs increase (or decrease). In the Chaudrons anticline the intensity of flexural slip progressively increases from the crest toward the steeper forelimb. In the crest (panel 1) it is negligible (cleavage and magnetic foliation ATBs are close to 90°), in the rounded forelimb (panel 2) it progressively increases with increasing the bedding dip (that rotates from 0° up to 40°), and in the steeper forelimb (panel 3) it stabilizes at high values (cleavage and magnetic foliation ATBs are 120°).

The relationships between attitude of bedding, cleavage, magnetic foliation, and acoustic minimum velocity axes can be used to investigate the relative timing of meso- and micro-scale deformation during the folding process (e.g. Mitra et al., 1984; Averbuch et al., 1992; Harris and Van Der Pluijm, 1998; Grelaud et al., 2000; Silliphant et al., 2002). In the case of pre-folding deformation development, angular relationships to the bedding (ATB) would be constant all around the fold; in the case of syn-folding deformation, it would be dependent on the structural position and finally, in the case of post-folding deformation, its features would be independent on the bedding dip and constant all along the folds (Fig. 17a,b,c).

Our data doesn't really match with these end-member conceptual models. Cleavage and magnetic foliation ATBs are constantly orthogonal to bedding in the crestal sector suggesting that they result from pre-folding layer-parallel shortening. By contrast, in the forelimb the same elements are oblique to bedding, suggesting a syn-folding development (Fig. 17d). This apparent discrepancy is consistent with a two step scenario. Cleavage, related magnetic foliation and conjugate reverse faults started to develop firstly before folding and result from a pure shear layer-parallel shortening (LPS) as elsewhere in the Corbières (see: Cluzel, 1977; Averbuch et al. 1992; Grelaud et al., 2000; Frizon de Lamotte et al., 2002). The tilt of these different elements within the forelimb suggests that during folding, the role of the flexural slip becomes prevalent with respect to the LPS. The increasing of deformation intensity, rather independently from the cleavage ATB (i.e. from the flexural slip intensity), strongly suggests that in the forelimb, LPS partially continued during folding, contemporary to the flexural slip. The meso-faults observed in the stiff layer also show different geometry depending from their location in the anticline. Out of the forelimb, the conjugate pairs have similar displacements in agreement with LPS pure shear. In the forelimb, by contrast, the SE-verging faults are more abundant (see above) and accommodates greater displacement in agreement with a global top-to-the-SE bed-parallel shearing.

Hydrocarbon R & D implications

The development of pressure solution cleavage can be responsible for strong modifications of the pre-tectonic rock permeability and porosity. In particular, three events affect rocks when pressure solutions occurs: (1) porosity reduction by tectonic compaction, induced by grain-to-grain solution (e.g. Beutner, 1978; Engelder and Marshak, 1985; Holl and Anastasio, 1995); (2) porosity

reduction induced by mass transfer from the solution surfaces to both the pores and the extensional features in the neighboring areas of the solution surfaces (e.g. Elliott, 1973; Fletcher and Pollard, 1981; Mitra et al., 1984); (3) a permeability increase that can be induced by the development of mesoscale solution cleavage networks that can increase rock connectivity (e.g. Alsharhan and Whittle, 1994; Davidson et al., 1998; Van Geet et al., 2002).

Tectonic compaction induced by layer parallel shortening, mainly occurs before folding, whereas pressure solution cleavage development and mass transfer start prior to folding and continue during folding (e.g. Mitra, 1988; Dunne and Caldanaro, 1997). It follows that the pre-folding permeability and porosity distributions within folded layers, can be considered roughly homogeneous. The development of pressure solution cleavage sets during folding can thus be referred as the main mechanism that modifies permeability and porosity distribution within “cleaved” folds.

The ratio between the porosity reduction induced by mass transfer, and the permeability increase due to the pressure solution networks development, is strongly controlled by the rock-water system (e.g. Geiser and Sansone, 1981; Engelder, 1984; Davidson et al., 1998). In a closed system, where water circulation is restricted, mass dissolved along pressure solution surfaces is precipitated in the surrounding zones (e.g. Mitra et al., 1984). In this case, pressure solution produces an increase of permeability and a decrease of porosity. On the contrary, in an open system, saturated water is removed (e.g. Engelder, 1984; Engelder and Marshak, 1985), pressure solution increases permeability, and porosity may be preserved or, at least, its reduction is much lower than in a closed system. In the Vitrollian formation of the Chaudrons anticline veins are rare, supporting the possibility of fluid removal both before (LPS) and during folding (i.e. open system). Preliminary data (Louis et al., 2002) do not show significant porosity reduction within the anticline. It follows that the Chaudrons anticline provide a representative field analogue for studying the evolution of a cleaved “open-system” reservoir. In particular, the permeability of the Vitrollian formation in the Chaudrons anticline, increases from the crestal sector toward the forelimb. In the latter, longitudinal (parallel to the cleavage strike) and vertical (roughly parallel to the cleavage dip) connectivity are enhanced, whereas transversal connectivity (orthogonal to the cleavage surfaces) is reduced.

6. Conclusions

The distribution of the deformational features at the various scales in the Chaudrons anticline, shows the following basic features:

- 1) Deformation patterns at the bedding (solution cleavage) and matrix (AMS and acoustic velocity anisotropy) scales show strong analogies and are likely related to similar tectonic process.
- 2) Deformation intensity can be conveniently described by the H/S ratio and, in particular, by the shape factor (S_f), which is a three-dimensional parameter.
- 3) Spatial distribution of deformational features in the Chaudrons anticline individuates 3 deformation panels corresponding to the crest, the rounded forelimb, and the steeper forelimb respectively.
- 4) Deformation intensity in the Chaudrons anticline is rather low and constant in the crestal sector and progressively increases toward the forelimb with increasing the bedding dip. As the forelimb dip assumes constant values (i.e. in the steeper forelimb sector), the deformation intensity stabilizes as well.
- 5) Deformational features in the Chaudrons anticline started developing before folding by LPS. Fold development caused the selective infilling of deformational features in the forelimb by the combination of bed-parallel simple shear (flexural slip) and bed-parallel pure shear (LPS). The LPS fabric is preserved in anticline crest, whereas the cumulative (LPS + flexural slip) deformation pattern characterizes the rounded and steeper part of the forelimb.

- 6) At the proper environmental conditions for solution cleavages to become preferential conduits for fluid flow, their anisotropic distribution can significantly influence reservoirs characterization and modeling. In particular, in the Chaudrons anticline, secondary porosity and permeability related to solution surface sets increase from the crest to the forelimb.

References

Alsharhan, A. S. and G. L. Whittle, 1994, Sedimentary-diagenetic interpretation and reservoir characteristics of the Middle Jurassic (Araej Formation) in the southern Arabian Gulf, *Marine and Petroleum Geology*, v. 12, p. 615-628.

Averbuch, O., 1993, Caractérisation de la déformation dans les structures de chevauchement-plissement. Utilisation couplée du magnétisme des roches et de l'analyse structurale. Exemples dans les Corbières, l'Apennin central et le Taurus occidental, Ph.D Thesis, Université de Paris-Sud (Orsay).

Averbuch, O., D. Frizon de Lamotte, and C. Kissel, 1992, Magnetic fabric as a structural indicator of the deformation path within a fold-thrust structure: a test case from the Corbère (NE Pyrenees, France), *Journal of Structural Geology*, v. 14, p. 461 - 474.

Aydin, A., 2000, Fractures, faults, and hydrocarbon entrapment, migration and flow, *Marine and Petroleum Geology*, v.17, p. 797-814.

Bhathal, R. S., 1971, Magnetic anisotropy in rocks, *Earth Science Review*, v. 7, p. 227-253.

Beutner, E. C., 1978, Slaty cleavage and related strain in Martinsburg slate, Delaware Water Gap, New Jersey, *American Journal of Science*, v. 278, p. 1 – 23.

Cluzel, D., 1977, Etude microtectonique de l'avant-pays de la nappe des Corbières orientales (Aude-France), Ph.D Thesis, Univ. Paris-Sud.

Cooper M., 1992, The analysis of fractures system in subsurfaces thrust structures from the Foothills of the Canadian Rockies, in McClay K., ed., *Thrust tectonics*, Chapman & Hall, p. 391 – 405.

Cooke, M. L., 1997, Predicting fracture localization in folded strata from mechanical stratigraphy and fold shape: case study of east Kaibab Monocline, Utah, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, v. 34, p. 351.

Corbett, K., M. Friedman, and J. Spang, 1987, Fracture development and mechanical stratigraphy of Austin chalk, Texas, *The American Association of Petroleum Geologist Bulletin*, v. 71, p. 17 - 28.

Davidson, S. G., Anastasio, D. J., Bebout, G. E., Holl, J. E. and C. A. Hedlund, 1998, Volume loss and metasomatism during cleavage formation in carbonate rocks, *Journal of Structural Geology*, v. 20, p. 707-726.

Dunne, W. M. and A.J. Caldanaro, 1997, Evolution of solution structures in Deformed quartz arenite: geometric change related to permeability changes, *Journal of Structural Geology*, v. 19, p. 663-672.

- Durney, D. W., and H. J. Kisch, 1994, A field classification and intensity scale for first-generation cleavages, *Journal of Australian Geology & Geophysics*, v. 15, p. 257 - 295.
- Ellenberger, F., 1967, Les interferences de l'érosion et de la tectonique tangentielle tertiaire dans le Bas-Languedoc; note sur les charriages cisailantes, *Rev. Géogr. Phys. géol. dyn.*, v. 9, p. 87 - 142.
- Elliott, D., 1973, Diffusion flow laws in metamorphic rock, *Geological Society of America Bulletin*, v.84, p. 2645 – 2664.
- Engelder, T., 1984, The role of pore water circulation during the deformation of foreland fold and thrust belts, *Journal of Geophysical Research*, v. 89, p. 4319-4325.
- Engelder, T. and S. Marshak, 1985, Disjunctive cleavage formed at shallow depths in sedimentary rocks, *Journal of Structural Geology*, v. 7, p. 327-343.
- Fischer, M. B and P. B. Jackson, 1999, Stratigraphic controls on deformation patterns in fault-related folds: a detachment fold example from the Sierra Madre Oriental, northeast Mexico, *Journal of Structural Geology*, v. 21, p. 613 - 633.
- Fletcher, R. C. and D. D. Pollard, 1981, Anticrack model for pressure solution surfaces, *Geology*, v. 9, p. 419 – 424.
- Frizon de Lamotte, D., E. Mercier, A. Dupré la Tour, P. Robion, and O. Averbuch, 1997, Cinématique du plissement et déformation interne des roches: l'exemple du pli de Lagrasse (Aude, France), *C. r. Acad. Sci. Paris*, v. 324, p. 591 - 598.
- Frizon de Lamotte, D., C. Souque, S. Grelaud, and P. Robion, 2002, Early record of tectonic magnetic fabric during inversion of a sedimentary basin, Short review and examples from the Corbières transfer zone, *Bull. Soc. Geol. France*, v. 173, no. 5, p. 461 - 469.
- Geiser, P. A. and S. Sansone, 1981, Joint, microfractures, and the formation of solution cleavage in limestone, *Geology*, v. 9, p. 280 – 285
- Graham, J.W., 1954, Magnetic susceptibility anisotropy, an unexploited petrofabric element, *Geological Society of America Bulletin*, v. 65, p. 1257-1258.
- Graham, J.W., 1966, Significance of magnetic anisotropy in Appalachian sedimentary rocks, in J.S. Steinhart, and T.J. Smith, eds., *The earth beneath the continents*, Washington DC, American Geophysical Union, *Geophysical Monograph Series*, pp. 627-648.
- Grelaud, S., 2001, Couplage socle-couverture et style de la déformation au front des orogènes: comparaison entre le Minervois (front des Pyrénées, France) et le Potwar (front de l'Himalaya, Pakistan), Unpublished PhD, Université de Cergy-Pontoise (France), 212 p.
- Grelaud, S., D. Buil, S. Hardy, and D. Frizon de Lamotte, 2000, Trishear kinematic model of fault-propagation folding and sequential development of minor structures: the Oupia anticline (NE Pyrenees, France), *Bull. Soc. Géol. Fr.*, v. 171, p. 441 - 449.
- Gross, M. R., 1995, Fracture partitioning: failure mode as a function of lithology in the Monterey Formation of coastal California, *Geological Society of America Bulletin*, v. 107, p. 779 - 792.

Harris, J. H. and B. A. Van Der Pluijm, 1998, Relative timing of calcite twinning strain and fold-thrust belt development; Hudson Valley fold-thrust belt, New York, U.S.A., *Journal of Structural Geology*, v. 20, p. 21 - 31.

Hext, G. R., 1963, The estimation of second-order tensors, with related tests and designs, *Biometrika*, v. 50, no. 3-4, p. 353 - 373.

Holl, J. E. and D. J. Anastasio, 1995, Cleavage development within a foreland fold and thrust belt, southern Pyrenees, Spain, *Journal of Structural Geology*, v. 17, p. 357-369.

Hrouda, F., 1982, Magnetic anisotropy of rocks and its application in geology and geophysics, *Geophysical surveys*, v. 5, p. 37 - 82.

Hrouda, F., P. Zdenek and J. Wohlgemuth, 1993, Development of magnetic and elastic anisotropies in slates during progressive deformation, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, v. 77, p. 251 - 265.

Jamison, W. R., 1997, Quantitative evaluation of fractures on Monkshood anticline, a detachment fold in the Foothills of Western Canada, *The American Association of Petroleum Geologist Bulletin*, v. 81, p. 1110-1132.

Leythaeuser, D., Borromeo, O., Mosca, F., Di Primo, R., Randke, M. and Shaefer R. G., 1995, Pressure solution in carbonate source rocks and its control on petroleum generation and migration, *Marine and Petroleum Geology*, v. 12, p. 717-733.

Lo, T-W., K. B. Coyner, and M. N. Toksöz, 1986, Experimental determination of elastic anisotropy of Berea Sandstone, Chicopee shale, and Chelmsford granite, *Geophysics*, v. 51, p. 164 - 171.

Kissel, C., E. Barrier, C. Laj, and T-Q. Lee, 1986, Magnetic fabric in "undeformed" marine clays from compressional zones, *Tectonics*, v. 5, p. 769 - 781.

Kliegfield, R., H. Owens, and W. Lowrie, 1981, Magnetic susceptibility anisotropy, strain and progressive deformation in Permian sediments from the Maritime Alps (France), *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 55, p. 181 - 189.

Louis, L., Robion, P., David, C. and D. Frizon de Lamotte, 2002, Anisotropic physical properties at sample scale and their evolution within fold-thrust structures, AAPG Hedberg Conference, Palermo, Abstract volume, p. 25.

Louis, L., C. David, and P. Robion, in press, Comparison of the anisotropic behaviour of undeformed sandstones under dry and saturated conditions, *Tectonophysics*.

Lowrie, W., and A. M. and Hirt, 1987, Anisotropy of magnetic susceptibility in the Scaglia Rossa pelagic limestone, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 82, p. 349 - 356.

Marshak, S. and T. Engelder, 1985, Development of cleavage in limestones of a fold-thrust belt in eastern New York, *Journal of Structural Geology*, v. 7, p. 345 - 359.

Mitra, G., Yonkee, W. A. and D. J. Gentry, 1984, Solution cleavages and its relationship to major structures in the Idaho-Utah-Wyoming thrust belt, *Geology*, v. 12, p. 354 - 358.

Mitra, G. and W. A. Yonkee, 1985, Relationship of spaced cleavage to fold and thrust in the Idaho-Utah-Wyoming thrust belt, *Journal of Structural Geology*, v. 7, p. 361-373.

Mitra S., 1988, Effects of deformation mechanisms on reservoir potential in Central Appalachian Overthrust belt, *The American Association of Petroleum Geologist Bulletin*, v. 72, p. 536 - 554.

Nelson, R. A., 1985, In *Geological analysis of naturally fractured reservoir*. Houston, TX: Gulf Publishing 320 pp.

Plaziat, J. C., 1984, Le domaine pyrénéen de la fin du Crétacé à la fin de l'Eocène. Stratigraphie, paléo-environnements et évolution paléo-géographique, Unpublished thesis Sci., Université J. Fourier Grenoble.

Protzman, G. M. and G. Mitra, 1990, Strain fabric associated with the Meade thrust sheet: implications for cross-section balancing, *Journal of Structural Geology*, v. 12, p. 403-417.

Sagnotti, L., F. Speranza, A. Winkler, M. Mattei, and R. Funicello, 1998, Magnetic fabric of clay sediments from the external northern Apennines (Italy), *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, v. 105, p. 73 - 93.

Salvini, F., A. Billi, and D. U. Wise, 1999, Strike-slip fault-propagation cleavage in carbonate rocks: the Mattinata Fault Zone, Southern Apennines, Italy, *Journal of Structural Geology*, v. 21, p. 1731 - 1749.

Silliphant, L. J., T. Engelder, and M. R. Gross, 2002, The state of stress in the limb of the Split Mountain anticline, Utah: constraints placed by transacted joints, *Journal of Structural Geology*, v. 24, p. 155 - 172.

Souque, C., 2002, Magnétisme structural dans les chaînes de chevauchement-plissement: développements analytiques et exemples d'utilisation dans les Corbières, Thèse Sciences, Université de Cergy-Pontoise, 231p.

Srivastava, D. C., and T. Engelder, 1990, Crack-propagation sequence and pore-fluid circulations during fault-bend folding in the Appalachian Valley and Ridge, Central Pennsylvania, *Geological Society of America Bulletin*, v. 102, p. 116-128.

Storti, F., and F. Salvini, 1996, Progressive rollover fault-propagation folding: a possible kinematic mechanism to generate regional-scale recumbent folds in shallow foreland belts, *The American Association of Petroleum Geologist Bulletin*, v. 80, p. 174 - 193.

Suppe, J., 1983, Geometry and kinematics of fault-bend folding, *American Journal of Sciences*, v. 283, p. 684 - 721.

Suppe, J., and D. A. Medwedeff, 1990, Geometry and kinematics of fault-propagation folding, *Eclogae Geologicae Helvetiae*, v. 83, p. 409 - 454.

Tanner, P. W. G., 1989, The flexural slip mechanism, *Journal of Structural Geology*, v. 11, p. 635-655.

Uyeda, S., Fuller, M. D., Belshe, J. C. and R. W. Girdler, 1963, Anisotropy of magnetic susceptibility of rocks and minerals, *Journal of Geophysical Research*, v. 68, p. 279-291.

Van Geet, M., Swennen, R., Durmishi, C., Roure, F. and P. H. Muchez, 2002, Paragenesis of Cretaceous to Eocene carbonate reservoirs in the Ionian fold and thrust belt (Albania): relation between tectonism and fluid flow, *Sedimentology*, v. 49, p. 697-718.

Wise, D. U., and T. A. McCorry, 1982, A new method of fracture analysis: azimuth versus traverse distance plot, *Geological Society of America Bulletin*, v. 96, p. 952 - 967.

Figures caption

Figure 1:

Geological map of the Chaudrons fold.

Figure 2:

The forelimb and frontal crest of Chaudrons fold, as seen towards the east.

Figure 3:

Transects location.

Figure 4:

Cleavage-lithon dimensions.

Figure 5:

Deformation types found in Chaudrons anticline

Figure 6:

a) Cleavage in sandy bed. b) Cleavage in clayish bed.

Figure 7:

Stereoplots obtained from Magnetic susceptibility and ultrasonic velocity measurements (geographical reference).

Figure 8:

Transect methodology (see text for discussion): (a) Data location; (b) non smoothed histogram transect, black points represent data values; (c) smoothed gaussian transect, gray scale represents frequency; (d) cell non smoothed histogram; (e) cell smoothed histogram; (f) cell smoothed gaussian fit; (g) final transect output, obtained by overlying not smoothed histogram transect and the gaussian fit transect.

Figure 9:

Mesostructural analysis of data along transect Ch-1: a) Bedding surface poles, b) cleavage surfaces poles, c) AMS K3 axes, d) Fault poles and slickenslines

Figure 10:

Transect Ch-1. a) Bedding surfaces dip. At the bottom transect analysis, at the top stereonet of the left, central and right part of the transect. b) Cleavage surfaces dip. c) AMS magnetic foliation plane dip.

Figure 11:

Transect Ch-1. a) Cleavage ATB, trends of data collected in weak and strong beds are illustrated. b) AMS magnetic foliation plane ATB.

Figure 12:

Transect Ch-1. a) Cleavage spacing. b) Cleavage H/S. c) Cleavage shape factor.

Figure 13:

Mesostructural analysis of data along transect Ch-2: a) Bedding surface poles. b) cleavage surfaces poles. c) AMS K3 axes, d) Fault poles and slickenslines.

Figure 14:

Transect Ch-2. a) Bedding surfaces dip. At the bottom transect analysis at the top stereonet of the left, central and right part of the transect. b) Cleavage surfaces dip. c) AMS magnetic foliation plane dip.

Figure 15:

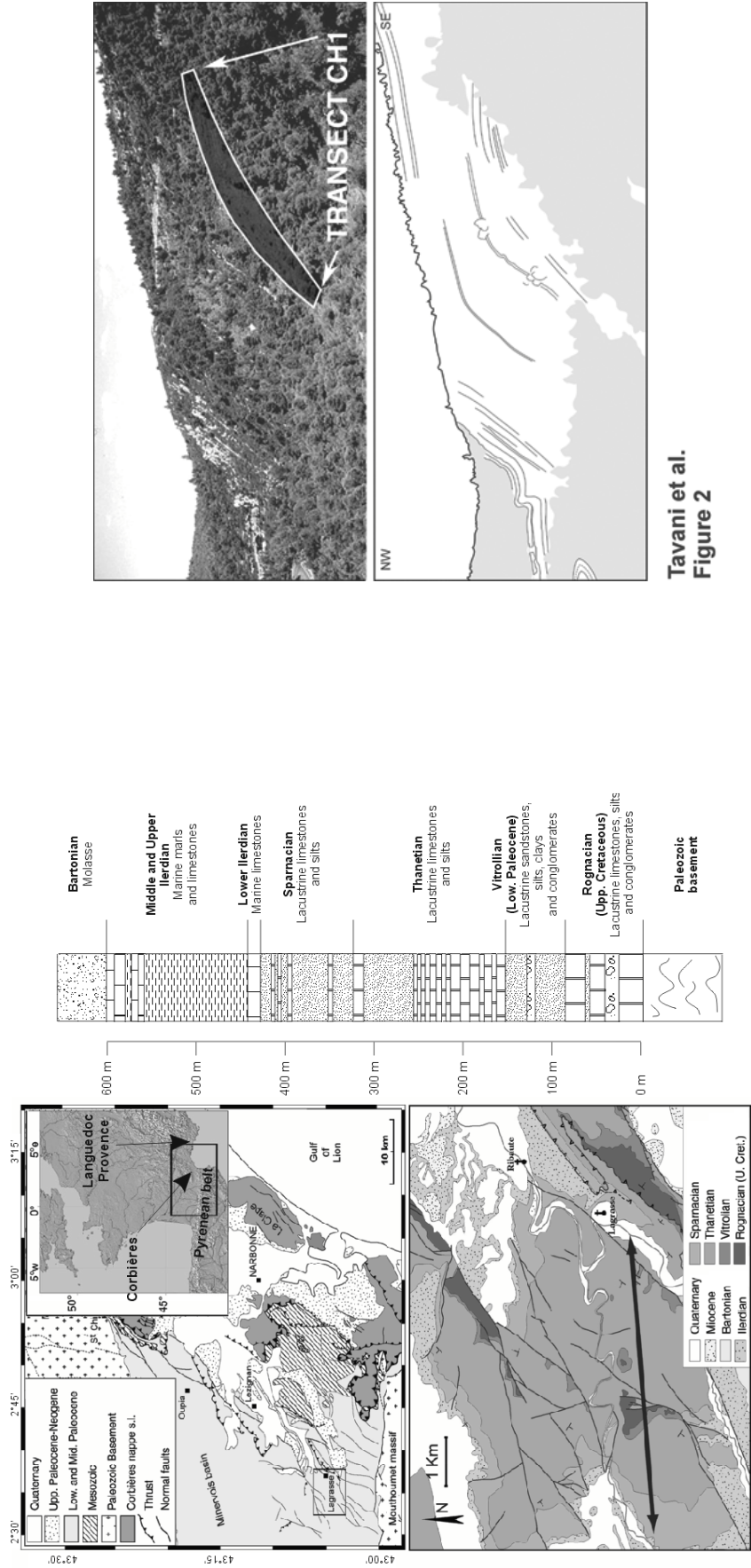
Transect Ch-2. a) Cleavage ATB. b) AMS magnetic foliation plane ATB.

Figure 16:

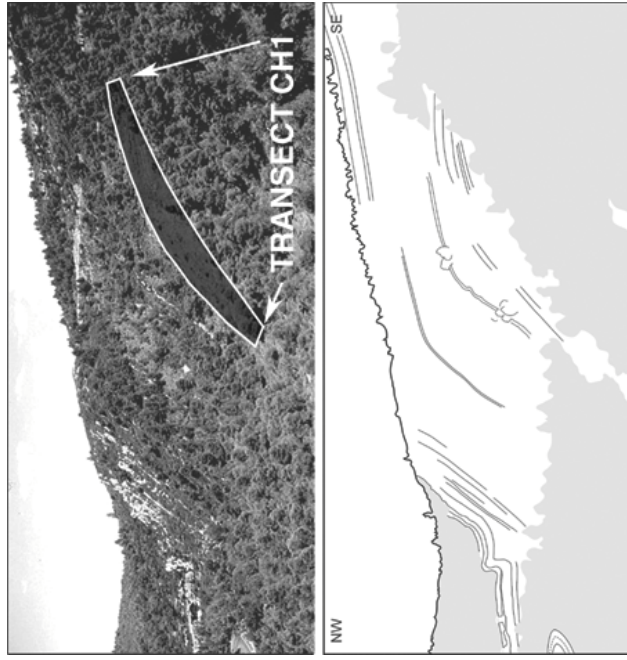
Transect Ch-2. a) Cleavage spacing. b) Cleavage H/S. c) Cleavage shape factor.

Figure 17:

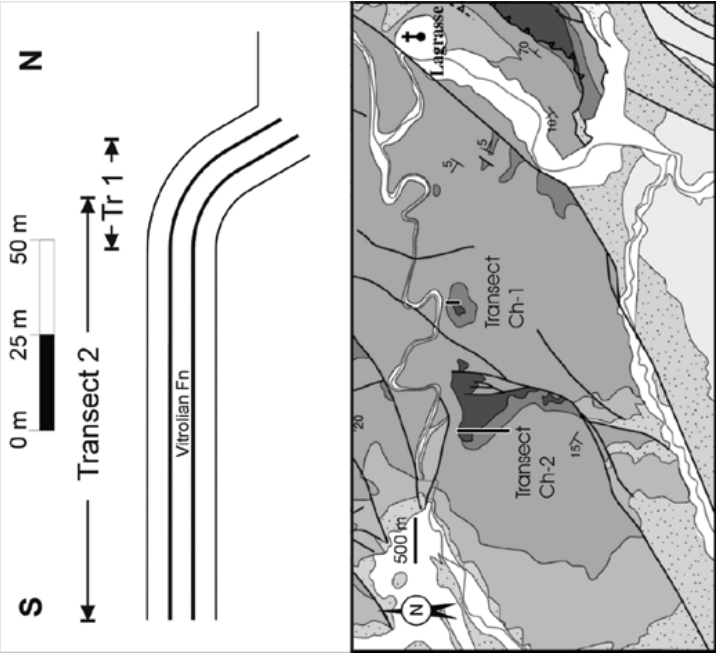
Angular relationships between cleavage/magnetic foliation surfaces (S1) and bedding surfaces (S0) in the pre-folding (a), post-folding (b) and syn-folding hypothesis (c). d) S1 distribution in the Chaudrons anticline.



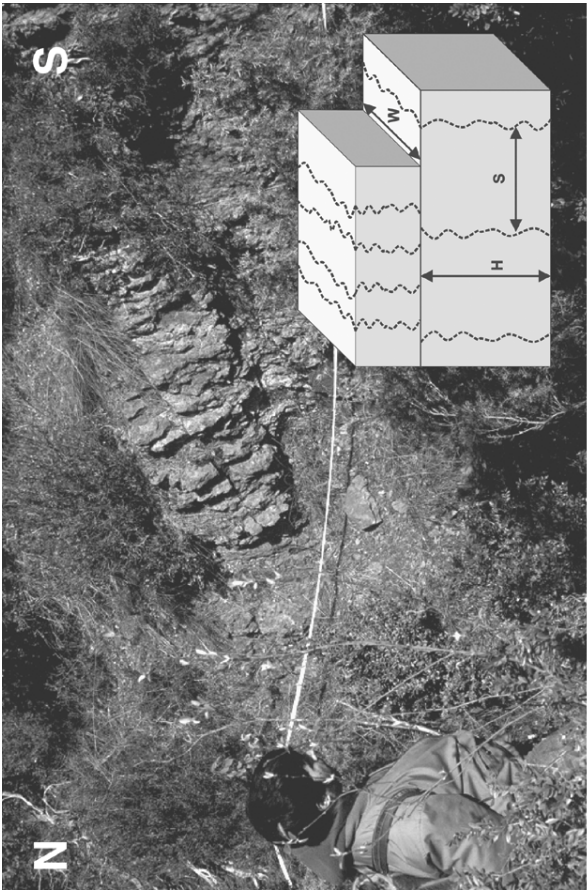
Tavani et al.
Figure 1



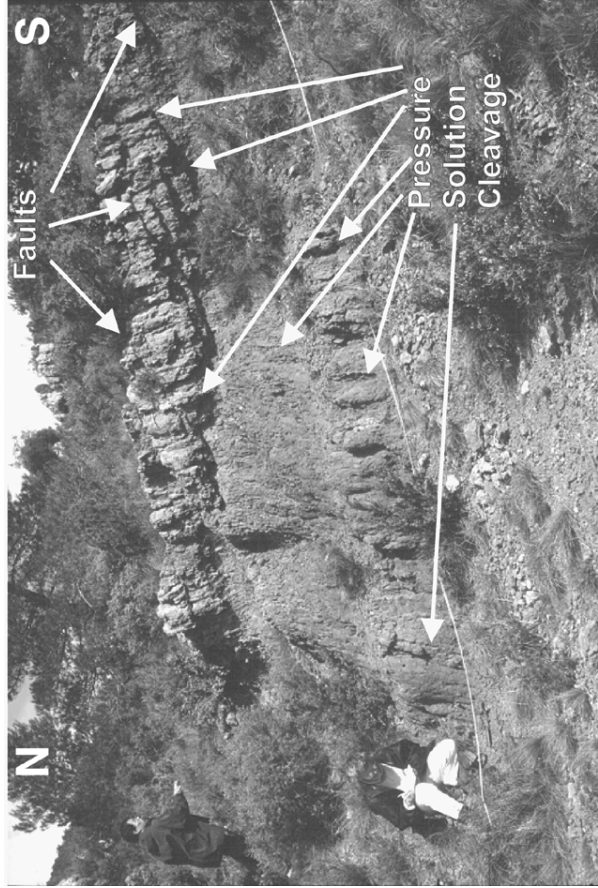
Tavani et al.
Figure 2



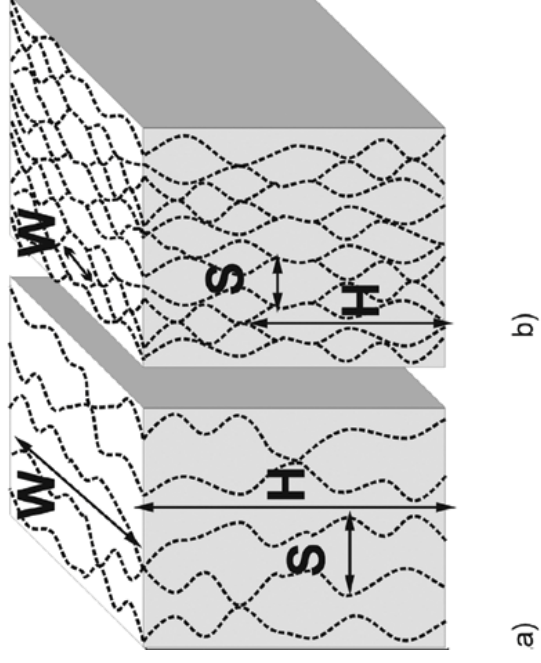
Tavani et al.
Figure 3



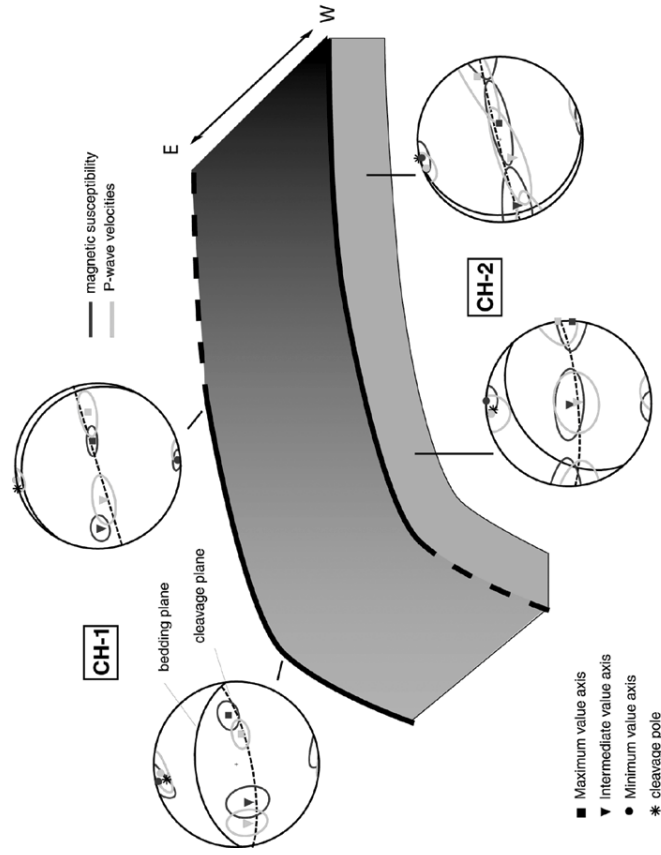
Tavani et al.
Figure 4



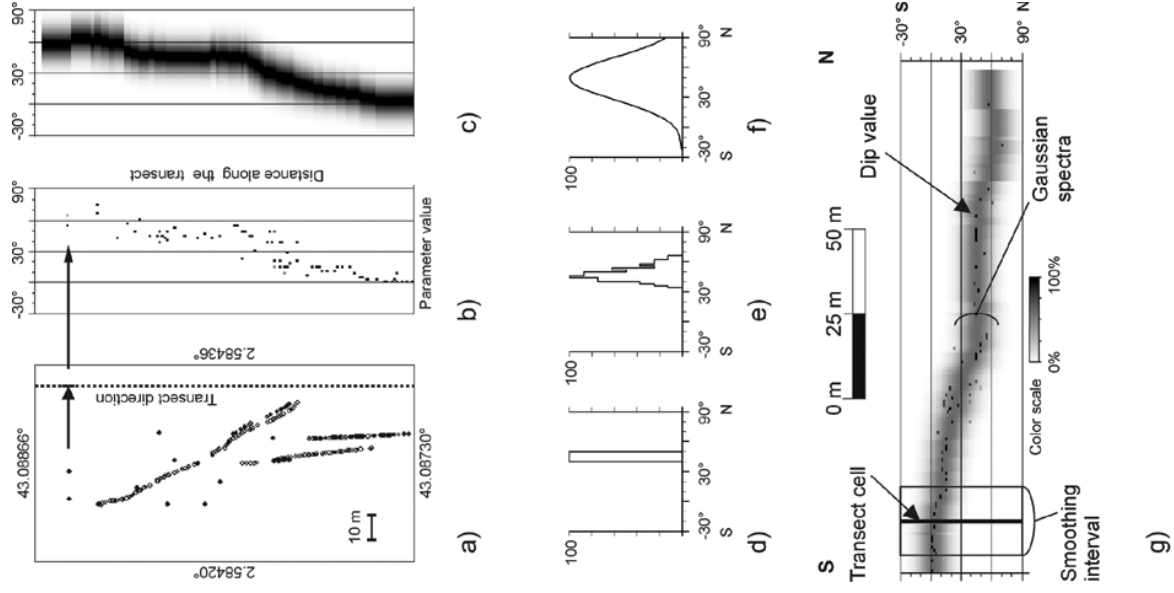
Tavani et al.
Figure 5



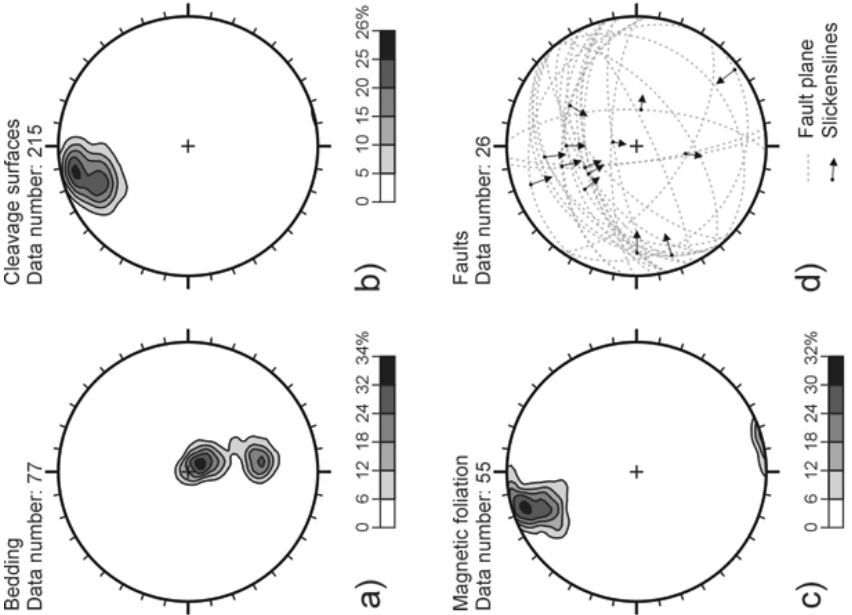
Tavani et al.
Figure 6



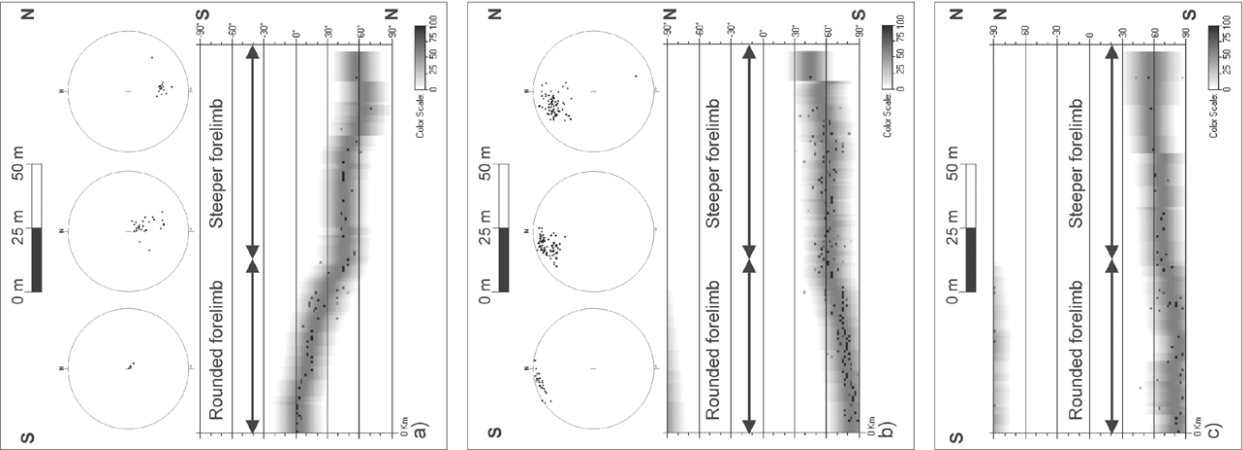
Tavani et al.
Figure 7



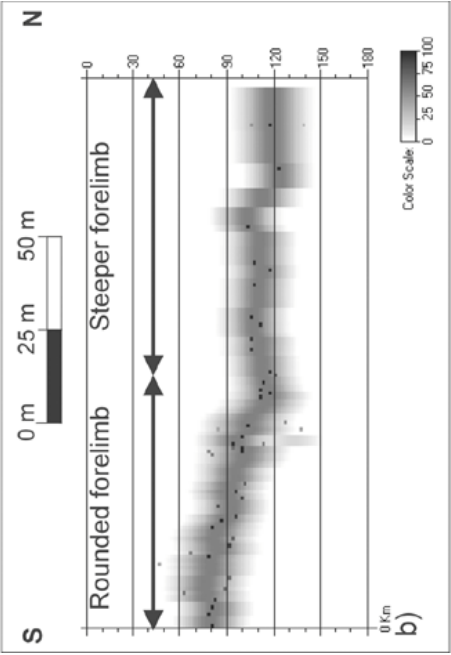
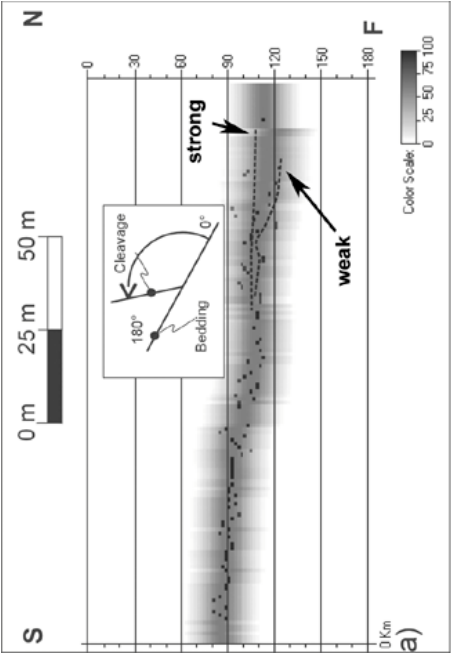
Tavani et al.
Figure 8



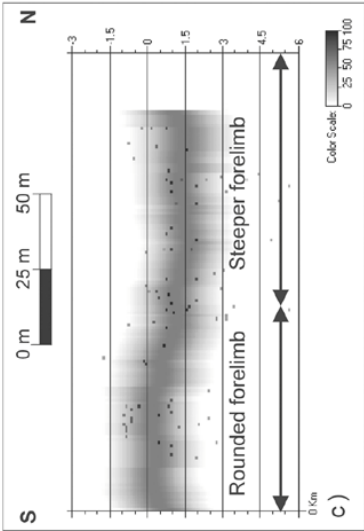
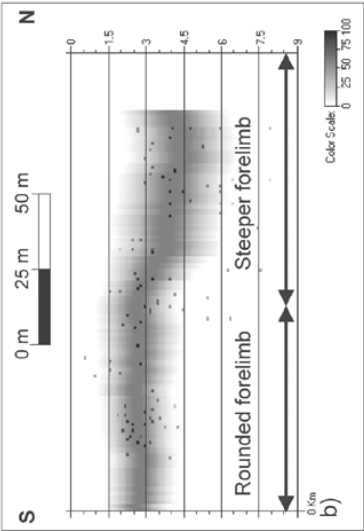
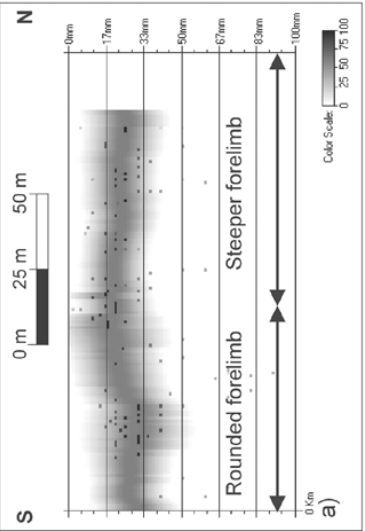
Tavani et al.
Figure 9



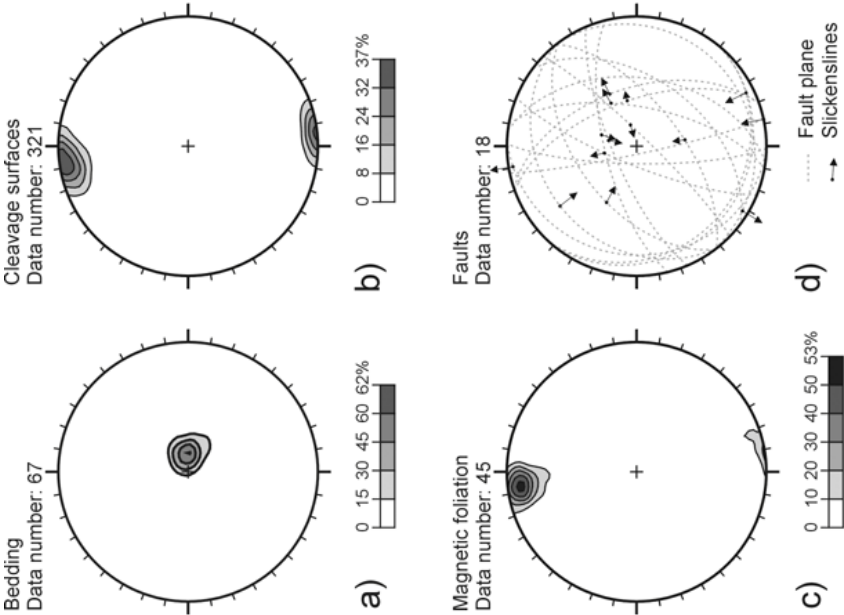
Tavanie et al.
Figure 10



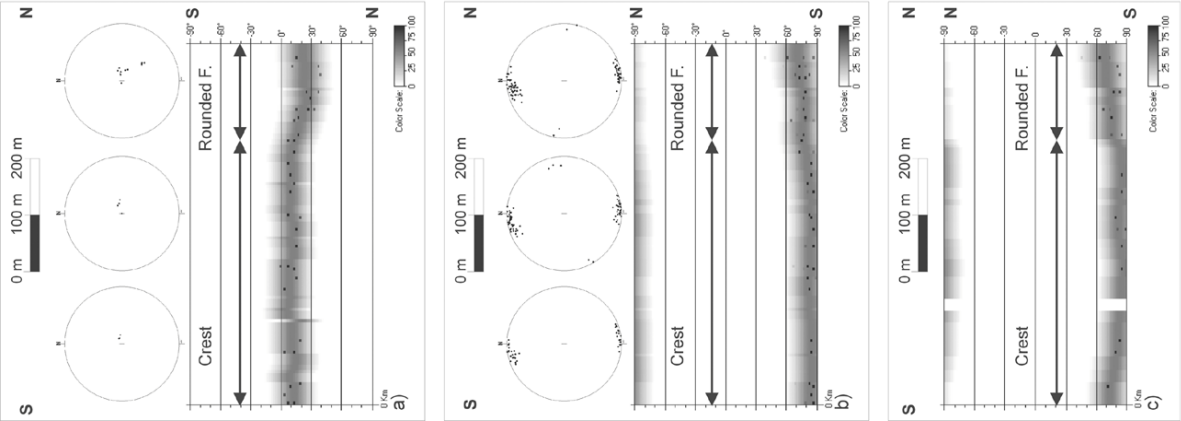
Tavani et al.
Figure 11



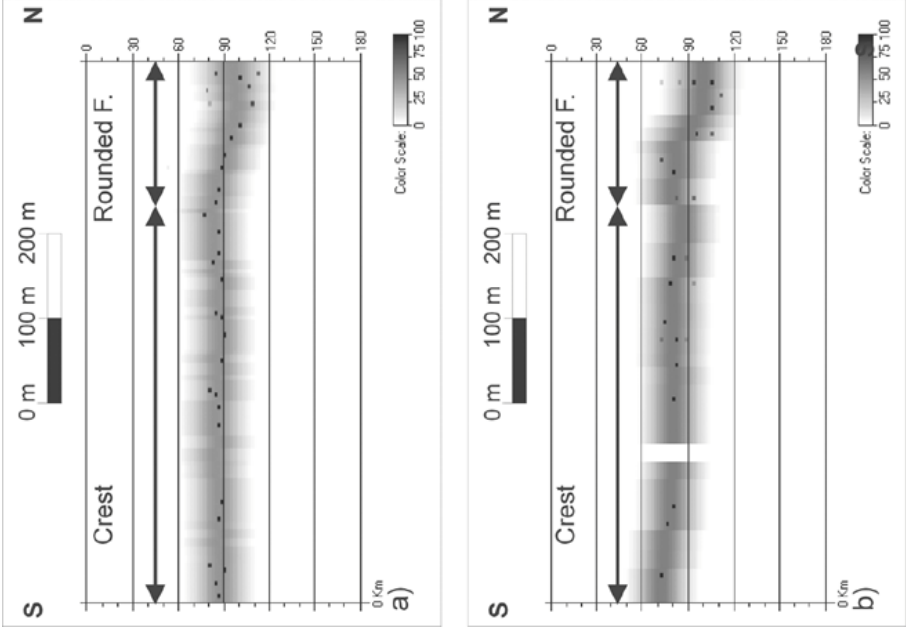
Tavani et al
Figure 12



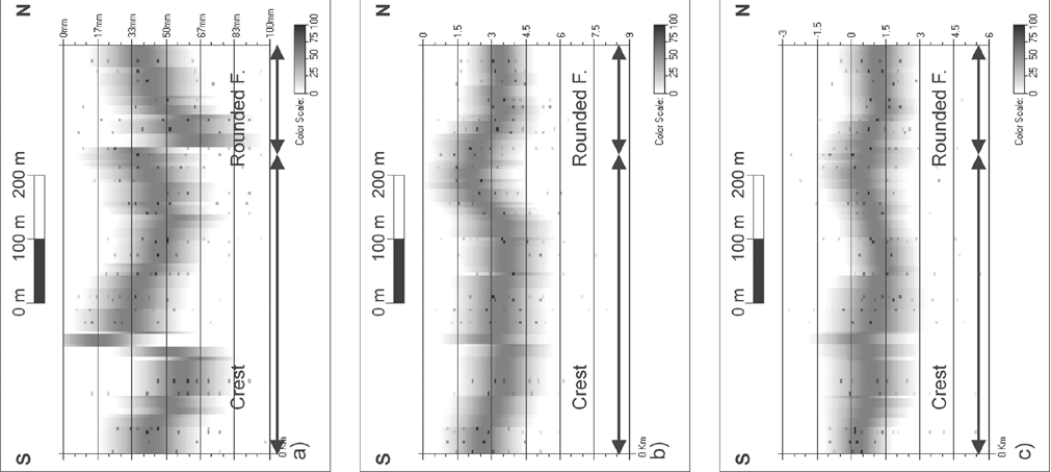
Tavani et al
Figure 13



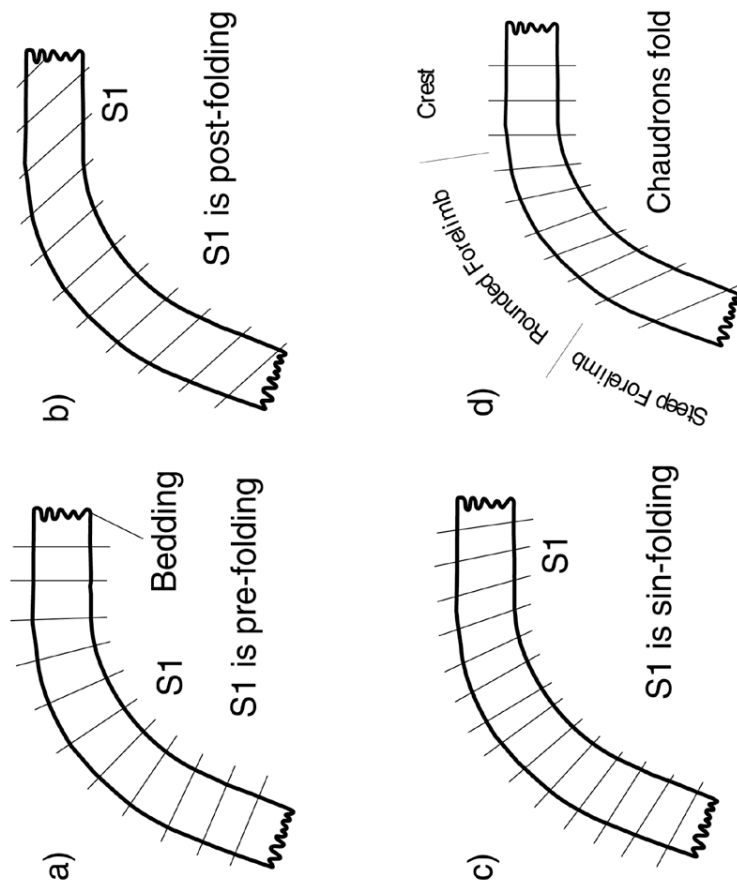
Tavani et al.
Figure 14



Tavani et al.
Figure 15



Tavani et al.
Figure 16



Tavani et al.
Figure 17

Bibliographie

- [1] ANANDARAJAH, A., AND KUGANENTHIRA, N. Some aspects of fabric anisotropy of soil. *Géotechnique* 45, 1 (1995), 69–81.
- [2] ARBARET, L., DIOT, H., AND BOUCHEZ, J. Shape fabrics of particles in low concentration suspensions : 2d analogue experiments and application to tiling in magma. *J. Struct. Geol.* 18, 7 (1996), 941–950.
- [3] ARCHANJO, C., LAUNEAU, P., AND BOUCHEZ, J. Magnetic fabric vs. magnetite and biotite shape fabrics of the magnetite-bearing granite pluton of gameleiras. *Phys. Earth Planet. Inter.* 89 (1995), 63–75.
- [4] ARCHIE, G. The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics. *Trans. Am. Inst. Mech. Eng.* 146 (1942), 54–62.
- [5] AVERBUCH, O. *Caractérisation de la déformation dans les structures de chevauchement-plissement. Utilisation couplée du magnétisme des roches et de l'analyse structurale (Exemple dans les Corbières, l'Appenin Central et le Taurus Occidental)*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 1993.
- [6] AVERBUCH, O., FRIZON DE LAMOTTE, D., AND KISSEL, C. Magnetic fabric as a structural indicator of the deformation path within a fold-thrust structure : a test case from the corbières (ne pyrenees, france). *J. Struct. Geol.* 14, 4 (1992), 461–474.
- [7] BACKUS, G. Long-wave elastic anisotropy produced by horizontal layering. *J. Geophys. Res.* 67, 4427-4440 (1962).
- [8] BALSLEY, J., AND BUDDINGTON, A. Magnetic susceptibility anisotropy and fabric fo some adirondake granits and orthogneisses. *Am. J. Sci.* 258A (1960), 6–20.
- [9] BAUD, P., LOUIS, L., DAVID, C., RAWLING, G., AND WONG, T. Effects of bedding and foliation on mechanical anisotropy, damage evolution and failure mode. *Submitted to Geol. Soc. London Spec. Pub.* (2003).
- [10] BERRYMAN, J. *Mixture theories for rock properties, in "Rock Physics and Phase Relations - A Handbook of Physical Constants"*, vol. 3 of *AGU Reference Shelf*. 1995.
- [11] BIOT, M. Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. i. low frequency range and ii. higher-frequency range. *J. Acous. Soc. Am.* 28 (1956), 168–191.
- [12] BORRADAILE, G. Correlation of strain with anisotropy of magnetic susceptibility. *PA-GEOPH* 135, 1 (1991), 15–29.
- [13] BORRADAILE, G., AND ALFORD, C. Relationship between magnetic susceptibility and strain in laboratory experiments. *Tectonophysics* 133 (1987), 121–135.
- [14] BORRADAILE, G., AND PUUMALA, M. Synthetic magnetic fabrics in a plasticene medium. *Tectonophysics* 164 (1989), 73–78.

- [15] BRÜCKMANN, W., MORAN, K., AND TAYLOR, E. Acoustic anisotropy and microfabric development in accreted sediment from the nankai trough. *Proc. Ocean Drill. Program, Sci. Results* 131 (1993), 221–233.
- [16] BROSCH, F., SCHACHNER, K., BLÜMEL, M., FASCHING, A., AND FRITZ, H. Preliminary investigation results on fabrics and related physical properties of an anisotropic gneiss. *J. Struct. Geol.* 22 (2000), 1773–1787.
- [17] BÉSUELLE, P. Failure mode and spatial distribution of damage in rothbach sandstone in the brittle-ductile transition. *Pageoph* 160, 5-6 (2003), 851–868.
- [18] BURLINI, L., AND KUNZE, K. Fabric and seismic properties of carrara marble mylonite. *Phys. Chem. Earth (A)* 25, 2 (2000), 133–139.
- [19] CHENG, C. *Seismic velocities in porous rocks : direct and inverse problems*. PhD thesis, Mass. Inst. of Technol., 1978.
- [20] CHENG, C. Crack models for a transversely isotropic medium. *J. Geophys. Res.* 98, B1 (1993), 675–684.
- [21] CLUZEL, D. *Etude microtectonique de l'avant-pays de la nappe des Corbières orientales (Aude-France)*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1977.
- [22] CLUZEL, D. Un exemple d'utilisation de l'anisotropie des propriétés physiques des roches en analyse structurologique. *Mémoires du B.R.G.M.* 91 (1978), 255–264.
- [23] COGNÉ, J., AND CANOT-LAURANT, S. Simple shear experiments on magnetized wax-hematite samples. *Earth Planet. Sci. Let.* 112 (1992), 147–159.
- [24] DALY, L. *Etude des propriétés magnétiques des roches métamorphiques ou simplement tectonisées. Nature de leur aimantation naturelle. Détermination de leur anisotropie magnétique et application à l'analyse structurale*. PhD thesis, Université Paris VI, 1970.
- [25] DVORKIN, J., AND NUR, A. Elasticity of high porosity sandstones : Theory for two north sea data sets. *Geophysics* 61, 5 (1996), 1363–1370.
- [26] ELLENBERGER, F. Les interférences de l'érosion et de la tectonique tangentielle tertiaire dans le bas-languedoc : note sur les charriages cisailants. *Rev. Géogr. Phys. Géol. Dyn.* 9 (1967), 87–142.
- [27] ESHELBY, J. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. Roy. Soc. A* 241, 1226 (1957), 376–396.
- [28] FINKE, W. Magnetische messungen an platinmetallen und monoklinen kristallen insbesondere der eisen-, kobalt- und nickelsalze. *Ann. Physik.* 31 (1910), 149–168.
- [29] FRIZON DE LAMOTTE, D., MERCIER, E., DUPRÉ LA TOUR, A., ROBION, P., AND AVERBUCH, O. Cinématique du plissement et déformation interne des roches. l'exemple du pli de lagrasse (aude, france). *C. R. Acad. Sci. Paris* 324, IIa (1997), 591–598.
- [30] FRIZON DE LAMOTTE, D., SOUQUE, C., GRELAUD, S., AND ROBION, P. Early record of tectonic magnetic fabric during inversion of a sedimentary basin. short review and examples from the corbières transfer zone (france). *Bull. Soc. géol. France* 173, 5 (2002), 461–469.
- [31] GASSMANN, F. Über die elastizität poröser medien. *Vier. der Natur. Gesellschaft in Zürich* 96 (1951), 1–23.
- [32] GRAHAM, J. *Significance of magnetic anisotropy in appalachian sedimentary rocks in "The Earth Beneath the Continents"*, vol. 10 of *Geophys. Monogr.* 1966.

-
- [33] GRANAR, L. Magnetic measurements on swedish varved sediments. *Arkiv. f. Geofysik* 3 (1958), 1–40.
 - [34] GRELAUD, S. *Couplage socle-couverture et style de la déformation au front des orogènes : Comparaison entre le Minervois (front des Pyrénées, France) et le Potwar (front de l'Himalaya, Pakistan)*. PhD thesis, Université de Cergy-Pontoise, 2001.
 - [35] GUEGUEN, Y., AND PALCIAUSKAS, V. *Introduction to the physics of rocks*. Princeton University Press, Princeton, 1994.
 - [36] HASHIN, Z., AND SHTRICKMAN, S. A variational approach to the elastic behaviour of multiphase materials. *J. Mech. Phys. Solids* 11 (1963), 127–140.
 - [37] HENRY, P., JOUNIAUX, L., SREATON, E., HUNZE, S., AND SAFFER, D. Anisotropy of electrical conductivity records initial strain at the toe of the nankai accretionary wedge. *accepted to JGR* (2003).
 - [38] HEXT, G. The estimation of second-order tensors, with related tests and designs. *Biometrika* 50, 3–4 (1963), 353–373.
 - [39] HILL, R. The elastic behavior of crystalline aggregate. *Proc. Physical Soc. London A* 65 (1952), 349–354.
 - [40] HOUSEN, B., RICHTER, C., AND VAN DER PLUIJM, B. Composite magnetic anisotropy fabrics : experiments, numerical models and implications for the quantification of rock fabrics. *Tectonophysics* 220 (1993), 1–12.
 - [41] HROUDA, F. Magnetic anisotropy of rocks and its application in geology and geophysics. *Geophysical surveys* 5 (1982), 37–82.
 - [42] HROUDA, F. The effect of quartz on the magnetic anisotropy of quartzite. *Stud. Geophys. Geodet.* 30 (1986), 39–45.
 - [43] HROUDA, F. Theoretical models of magnetic anisotropy to strain relationship revisited. *Phys. Earth Planet. Inter.* 77 (1993), 237–249.
 - [44] HROUDA, F., ZDENEK, P., AND WOHLGEMUTH, J. Development of magnetic and elastic anisotropies in slates during progressive deformation. *Phys. Earth Planet. Inter.* 77 (1993), 251–265.
 - [45] HUDSON, J. Overall properties of a cracked solid. *Math. Proc. Cambridge Phil. Soc.* 88 (1980), 371–384.
 - [46] HUDSON, J. Wave speed and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 64 (1981), 133–150.
 - [47] HUDSON, J. overall properties of a material with inclusions or cavities. *Geophys. J. Int.* 117 (1994), 555–561.
 - [48] ILDEFONSE, B., SOKOUTIS, D., AND MANCKTELOW, N. Mechanical interactions between rigid particles in a deforming ductile matrix. analogue experiments in a simple shear flow. *J. Struct. Geol.* 10 (1992), 1253–1266.
 - [49] JELINEK, V. Statistical processing of anisotropy of magnetic susceptibility measured on group of specimens. *Studia Geophys. et Geol.* 22 (1978), 50–62.
 - [50] JOHNSTON, J., AND CHRISTENSEN, N. Seismic anisotropy of shales. *J. Geophys. Res.* 100, B4 (1995), 5991–3003.
 - [51] KACHANOV, M. Effective elastic properties of cracked solids : critical review of some basis concepts. *Appl Mech Rev* 45, 8 (1992), 304–335.

- [52] KACHANOV, M. *Elastic solids with many cracks and related problems*, vol. 30 of *Advances in applied mechanics*. Academic Press, 1993.
- [53] KISSEL, C., BARRIER, E., LAJ, C., AND LEE, T.-Q. Magnetic fabric in "undeformed" marine clays from compressional zones. *Tectonics* 5 (1986), 769–781.
- [54] KLEIN, E. *Micromécanique des roches granulaires poreuses : Expérimentation et modélisation*. PhD thesis, Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre de Strasbourg, 2002.
- [55] KLEIN, E., BAUD, P., REUSCHLÉ, T., AND WONG, T.-F. Mechanical behaviour and failure mode of bentheim sandstone under triaxial compression. *Phys. Chem. Earth (A)* 26, 1-2 (2001), 21–25.
- [56] LAUNEAU, P., BOUCHEZ, J., AND BENN, K. Shape preferred orientation of object populations : automatic analysis of digitized images. *Tectonophysics* 180 (1990), 201–211.
- [57] LAUNEAU, P., AND CRUDEN, A. Magmatic fabric acquisition mechanisms in a syenite ; results of a combined anisotropy of magnetic susceptibility and image analysis study. *J. Geophys. Res.* 103, 3 (1998), 5067–5089.
- [58] LOUIS, L., DAVID, C., AND ROBION, P. Comparison of the anisotropic behaviour of undeformed sandstones under dry and saturated conditions. *Tectonophysics* 370, 1-4 (2003), 193–212.
- [59] LOUIS, L., ROBION, P., AND DAVID, C. A single method for the inversion of anisotropic data sets with application to structural studies. *Submitted to J. Struct. Geol.* (2003).
- [60] MARCH, A. Mathematische theorie der regelung nach der korgenstalt bei affiner deformation. *Z. Kristallogr.* 81 (1932), 285–298.
- [61] MARTIN-HERNANDEZ, F., AND HIRT, A. The anisotropy of magnetic susceptibility in biotite, muscovite and chlorite single crystals. *Tectonophysics* 367 (2003), 13–28.
- [62] MAVKO, G., MUKERJI, T., AND DVORKIN, J. *The rock physics handbook - Tools for seismic analysis in porous media*. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [63] MAVKO, G., MUKERJI, T., AND GODFREY, N. Predicting stress-induced velocity anisotropy in rocks. *Geophysics* 60, 4 (1995), 1081–1087.
- [64] METZ, V. *Perméabilité et déformation des roches granulaires, rapport de DEA - Master degree report*. Université de Cergy-Pontose, 2002.
- [65] MILLIEN, A. *Comportement anisotrope du grès des Vosges : élasto-plasticité, localisation, rupture*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1992.
- [66] NYE, J. *Physical properties of crystals Their representation by tensors and matrices*. Oxford Science Publications, 1957.
- [67] OWENS, W. Mathematical model studies on factors affecting the magnetic anisotropy of deformed rocks. *Tectonophysics* 24 (1974), 115–131.
- [68] PANOZZO HEILBRONNER, R. The autocorrelation function : an image analysis tool for fabric analysis. *Tectonophysics* 212 (1992), 351–370.
- [69] PFLEIDERER, S., AND HALLS, H. Magnetic fabric analysis : verification through autocorrelation. *J. Geophys. Res.* 98 (1993), 4311–4316.
- [70] PFLEIDERER, S., AND KISSEL, C. Variation of pore fabric across a fold-thrust structure. *Geophys. Res. Lett.* 21, 19 (1994), 2147–2150.
- [71] RATHORE, J., FJAER, E., HOLT, R., AND RENLIE, L. P- and s-wave anisotropy of a synthetic sandstone with controlled crack geometry. *Geophys. Prosp.* 43 (1994), 711–728.

-
- [72] REES, A. The effect of water currents on the magnetic remanence and anisotropy of susceptibility of some sediments. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 5 (1961), 235–251.
 - [73] REES, A. The use of anisotropy of magnetic susceptibility in the estimation of sedimentary fabric. *Sedimentology* 4 (1965), 257–271.
 - [74] REUSS, A. Berechnung der fließgrenzen von mischkristallen auf grund der platztizitätsbedingung für einkristalle. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 9 (1929), 49–58.
 - [75] SAINT-BEZAR, B., HEBERT, R., AUBOURG, C., ROBION, P., SWENNEN, R., AND FRIZON DE LAMOTTE, D. Magnetic fabric and petrographic investigation of hematite-bearing sandstones within ramp-related folds : examples from the south-atlas front (morocco). *J. Struct. Geol.* 24 (2002), 1507–1520.
 - [76] SAYERS, C. The elastic anisotropy of shales. *J. Geophys. Res.* 99, B1 (1994), 767–774.
 - [77] SAYERS, C., AND KACHANOV, M. Microcrack-induced elastic wave anisotropy of brittle rocks. *J. Geophys. Res.* 100, B3 (1995), 4149–4156.
 - [78] SCHUTJENS, P. Document released for personal use from shell research siep-kts, 1999.
 - [79] SCOTT, T., MA, Q., AND ROEGIERS, J. Acoustic velocity changes during shear enhanced compaction of sandstones. *Int. J. Rock Mech.* 30 (1993), 763–769.
 - [80] SIEGESMUND, S., ULLEMEYER, K., AND DAHMS, M. Control of magnetic rock fabrics by mica preferred orientation : a quantitative approach. *J. Struct. Geol.* 17, 11 (1995), 1601–1613.
 - [81] SIEGESMUND, S., AND VOLLBRECHT, A. Complete seismic properties obtained from microcrack fabrics and texture in an amphibolite from the ivrea zone, western alps, italy. *Tectonophysics* 199 (1991), 13–24.
 - [82] SOUQUE, C. *Magnétisme structural dans les chaînes de chevauchement-plissement : Développements analytiques et exemples d'utilisation dans les Corbières*. PhD thesis, Université de Cergy-Pontoise, 2002.
 - [83] SOUQUE, C., ROBION, P., AND FRIZON DE LAMOTTE, D. Cryptic magnetic fabric of tectonic origin revealed by heating of sedimentary samples from the corbières, france. *Phys. Chem. Earth (A)* 27 (2002), 1253–1262.
 - [84] TARLING, D., AND HROUDA, F. *The magnetic anisotropy of rocks*. Chapman and Hall, London, 1993.
 - [85] TAUXE, L. *Paleomagnetic principles and practice*, vol. 17 of *Modern approaches in geophysics*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1998.
 - [86] THOMACHOT, C. *Modifications des propriétés pétrophysiques de grès soumis au gel ou recouverts "d'encroûtements noirs vernissés"*. PhD thesis, Université Louis Pasteur, 2002.
 - [87] THOMSEN, L. Weak elastic anisotropy. *Geophysics* 51, 10 (1986), 1954–1966.
 - [88] THOMSEN, L. Elastic anisotropy due to aligned cracks in porous rocks. *Geophys. Prosp.* 43 (1995), 805–829.
 - [89] TOURENQ, C., FOURMAINTRAUX, D., AND DENIS, A. Propagation des ondes et discontinuités des roches. In *Symposium Soc. Internat. Meca. des roches* (Nancy, 1971).
 - [90] TSVANKIN, I. P-wave signature and notation for transversely isotropic media : An overview. *Geophys.* 61, 2 (1996), 467–483.

- [91] TSVANKIN, I. Anisotropic parameters and p-wave velocity for orthorhombic media. *Geophys.* 62, 4 (1997), 1292–1309.
- [92] VAN BAAREN, J., VOS, M., AND HELLER, H. Selection of outcrop samples. Tech. rep., Delft university of technology, 1990.
- [93] VOIGT, W. Über die beziehung zwischen den beiden elastizitatkonstanten isotroper körper. *Wied. Ann.* 38 (1889), 573–587.
- [94] WALL, H. D., BESTMANN, M., AND ULLEMAYER, K. Anisotropy of diamagnetic susceptibility in thassos marble : A comparison between measured and modeled data. *J. Struct. Geol.* 22 (2000), 1761–1771.
- [95] WALSH, J. The effect of cracks on the compressibility of rock. *J. Geophys. Res.* 70, 2 (1965), 381–389.
- [96] WALSH, J. The effect of cracks on the uniaxial elastic compression of rocks. *J. Geophys. Res.* 70, 2 (1965), 399–411.
- [97] WANG, Z. Seismic anisotropy in sedimentary rocks, part 2 : laboratory data. *Geophysics* 67, 5 (2002), 1423–1440.
- [98] WANG, Z., AND NUR, A. Dispersion analysis of acoustic velocities in rocks. *J. Acous. Soc. Am.* 87 (1990), 2384–2395.
- [99] WONG, T.-F., DAVID, C., AND ZHU, W. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones : mechanical deformation. *J. Geophys. Res.* 102 (1997), 3009–3025.
- [100] ZHU, W., MONTESI, L., AND WONG, T. Shear-enhanced compaction and permeability reduction : triaxial extension tests on porous sandstone. *Mechanics of Materials* 25 (1997), 199–214.
- [101] ZHU, W., AND WONG, T.-F. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones : permeability evolution. *J. Geophys. Res.* 102 (1997), 3027–3041.

Anisotropies microstructurales composites dans les roches réservoir : conséquences sur les propriétés élastiques et relation à la déformation

La microstructure d'une roche sédimentaire, y compris lorsque celle-ci n'a pas subi de déformation tectonique, présente toujours une ou plusieurs caractéristiques anisotropes liées à la forme, l'orientation préférentielle ou l'arrangement de ses éléments constitutifs. Du fait des conséquences qu'ont ces anisotropies sur des propriétés physiques telles que les propriétés de transport ou la déformabilité, comme de l'histoire géologique qu'elles recellent, leur étude a constitué l'objet de nombreux travaux. Dans ce travail, les microstructures de roches présentant des degrés de déformation variés ont été analysées par examen direct (microscopie) et à travers différentes mesures de propriétés physiques réalisées en laboratoire (vitesse de propagation d'onde P ultrasonique, susceptibilité magnétique, conductivité électrique). Tous les échantillons étudiés ont présenté un comportement anisotrope vis-à-vis des propriétés mesurées. Faisant l'hypothèse que les vitesses d'onde P peuvent être représentées par un tenseur symétrique de rang 2, nous leur avons appliqué la même procédure d'inversion que celle qui est utilisée en routine pour traiter les données de susceptibilité magnétique. Cette méthode s'est avérée être un outil efficace d'estimation spatiale des anisotropies acoustiques. Dans chaque cas, nous avons tenté d'attribuer aux anisotropies mesurées une origine microstructurale, d'abord en utilisant des modèles élastiques, puis par analyse des microstructures. Parmi les roches étudiées, il a été mis en évidence un contrôle des anisotropies par un allongement préférentiel des pores, par une anisotropie de distribution des contacts intergranulaires, par l'orientation préférentielle d'un réseau de fissures interagissant avec un terme de compaction ou par une composition entre plans de microschistosité. Le résultat principal de ce travail est le fait que les anisotropies de vitesse d'onde P ultrasonique peuvent exprimer la composition d'anisotropies présentes à l'échelle microstructurale, ainsi que leur évolution au cours de la déformation.

mots-clefs : Anisotropie, vitesses d'ondes P, susceptibilité magnétique, conductivité électrique, déformation, fabrique, microstructures, composition d'anisotropies, réservoir

Composite microstructural anisotropies in reservoir rocks : consequences on elastic properties and relation with deformation

From diagenesis to tectonic stress induced deformation, rock microstructures always present some anisotropy associated with a preferential orientation, shape or spatial arrangement of its constituents. Considering the consequences anisotropy has on directional transport properties and compliance, as the geological history it carries, this approach has received a particular attention in numerous works. In this work, the microstructural features of various sedimentary rocks were investigated through direct observations and laboratory measurements in naturally deformed and undeformed blocks, samples being considered as effective media. All investigated samples were found to be anisotropic with respect to the physical properties we measured (i.e. ultrasonic P-wave velocity, magnetic susceptibility, electrical conductivity). Considering that P-wave velocities can be described by a second order tensor, we applied to the velocity data the same inversion procedure as the one routinely used in magnetic studies, which provided an efficient tool to estimate and compare these 3d anisotropies with respect to the original sample geographical position. In each case, we tried to identify as thoroughly as possible the microstructural source of the observed anisotropies, first by the mean of existing models, then through direct observations (optic and electronic microscopy). Depending on the rock investigated, anisotropy was found to be controlled by pore shape, intergranular contact distribution, preferentially oriented microcracks interacting with compaction pattern or pressure solution cleavages interacting with each other. The net result of this work is that P-wave velocity anisotropy can express the interaction between different microstructural features as well as their evolution during deformation.

key-words : Anisotropy, P-wave velocity, magnetic susceptibility, electrical conductivity, deformation, fabric, microstructures, composite anisotropy, reservoir